



**MEMOIRE**  
POUR L'OBTENTION DU DIPLOME  
**D'HABILITATION A DIRIGER LES RECHERCHES**  
**EN SCIENCES DE LA PLANETE**

**UNIVERSITE GRENOBLE ALPES**  
ECOLE DOCTORALE TERRE-UNIVERS-ENVIRONNEMENT

**CONTRIBUTION A L'ETUDE DU CYCLE DE L'EAU**  
**EN MILIEU COMPLEXE :**  
**OBSERVATION ET MODELISATION**  
**DE LA VARIABILITE SPATIALE ET TEMPORELLE**  
**DE L'EVAPOTRANSPIRATION**

**JEAN-MARTIAL COHARD**

MAITRE DE CONFERENCE A L'UNIVERSITE GRENOBLE ALPES  
LABORATOIRE DES ETUDES DE TRANSFERTS EN HYDROLOGIE ET ENVIRONNEMENT  
(UNIVERSITE GRENOBLE ALPES/IRD/CNRS, UMR 5564)

**SOUTENU 13 DECEMBRE 2016 DEVANT LE JURY COMPOSE DE :**

**MARC AUBINET, PROFESSEUR, UNIV. LIEGE (RAPPORTEUR)**  
**JEAN-PIERRE LAGOUARDE, DIRECTEUR DE RECHERCHES, INRA (RAPPORTEUR)**  
**VALERY MASSON, INGENIEUR METEO, CNRM (RAPPORTEUR)**  
**ISABELLE BRAUD, DIRECTRICE DE RECHERCHES, IRSTEA LYON, (EXAMINATEUR)**  
**MICHEL ESTEVES, DIRECTEUR DE RECHERCHES, IRD GRENOBLE, EXAMINATEUR**



## RESUME

Les ressources en eau prennent une place de premier ordre dans les débats sociétaux d'aujourd'hui. Elles sont source de vie et nécessaire à toutes les activités que l'homme développe: agriculture, énergie, industrie, ... Une grande partie des enjeux pour garantir la pérennité de cette ressource réside dans la capacité de l'Homme à mettre en œuvre une ingénierie raisonnée, respectueuse de la ressource elle-même, de son lieu d'extraction et de son lieu de rejet. Toutefois, nous devons aussi être capables de prédire l'évolution de sa disponibilité qui dépend, pour l'essentiel, des quantités précipitées et des quantités qui nous « échappent » et retournent à l'atmosphère par évaporation et transpiration de la végétation. L'évapotranspiration est un processus, résultat des interactions/couplages entre les différents réservoirs de la zone critique, comprenant les aquifères, les sols, la biosphère et l'atmosphère. Ce processus est encore mal quantifié car très variable en temps et en espace, en particulier dans les milieux complexes caractérisés par de fortes hétérogénéités de topographie, de couvert, et de lithologie.

Ce manuscrit vise à décrire les méthodologies expérimentales, et les outils de modélisation que j'ai mis en œuvre pour quantifier les échanges entre la surface continentale et l'atmosphère, en particulier l'évapotranspiration, dans les milieux complexes, et caractériser leur distribution spatiale et les échelles de variabilité associées à l'échelle dite du 'paysage', s'étendant du km<sup>2</sup> à quelques dizaines de km<sup>2</sup>. Après quelques rappels sur les fondements théoriques permettant de comprendre comment l'évapotranspiration peut être mesurée, des exemples de mise en œuvre de différentes méthodes d'observation comme l'Eddy-covariance et la scintillométrie, sont présentées. Ces résultats sont basés sur des données que j'ai pu récolter entre 2002 et 2016 en particulier dans le cadre de l'observatoire AMMA-CATCH au Bénin. Ces campagnes expérimentales ont ainsi permis d'obtenir les premières séries longues durée d'observation de l'évapotranspiration en zone soudanienne pour différents couverts et à l'échelle du paysage.

La compréhension de l'origine de la variabilité spatiale et temporelle de l'évapotranspiration de ces observations a suscité la mise en œuvre d'outils de modélisation Sol-Végétation-Atmosphère, de modélisation atmosphérique des grandes échelles (LES) et de modélisation hydrologique distribuée. Ces travaux sont présentés afin d'illustrer la démarche scientifique pour aborder les couplages au sein de la zone critique. En particulier je me suis attaché à évaluer les paramétrisations associées au processus de l'évapotranspiration, afin de s'assurer que les modèles mis en œuvre sont adaptés à la région étudiée. Ces évaluations sont plutôt satisfaisantes, mais confirment des défauts structurels des modèles Sol-Végétation-Atmosphère pour lesquels le manque de représentation des transferts latéraux en surface et subsurface les met souvent en défaut pour représenter la dynamique de l'évapotranspiration.

Les résultats obtenus suscitent d'une part de nouveaux développements instrumentaux afin de proposer des moyens de mesure plus directe de l'évapotranspiration à l'échelle du paysage. En particulier, la scintillométrie micro-onde doit pouvoir répondre à cet objectif. Des recherches sont également proposées pour développer des moyens de mesure permettant d'obtenir la distribution spatiale des échanges entre le sol et l'atmosphère. D'autre part, la modélisation hydrologique distribuée de la zone critique est un moyen d'explorer la variabilité spatiale et temporelle de l'évapotranspiration. Un programme de recherche mettant en œuvre le modèle Parflow/CLM à différentes échelles, est proposé pour répondre à des questions concernant l'impact des transferts latéraux souterrains sur la dynamique de l'évapotranspiration. Les simulations proposées concernent essentiellement l'hydrologie de l'Afrique de l'Ouest où les enjeux sociétaux concernant l'accès à l'eau restent importants. Les actions proposées sont d'ores et déjà engagées et devraient permettre à moyen terme de doter la communauté hydrologique d'outil d'observation et de modélisation permettant de caractériser la dynamique de l'évapotranspiration.



**COHARD JEAN-MARTIAL**

**DIVORCE - 2 ENFANTS**

**MAITRE DE CONFERENCES A L'UNIVERSITE JOSEPH FOURIER DEPUIS SEPTEMBRE 2002**

**LTHE**

**LABORATOIRE D'ETUDE DES TRANSFERTS EN HYDROLOGIE ET ENVIRONNEMENT**

UMR 5564 – LTHE, BP 53, 38041 Grenoble Cedex 9

[Jean-martial.cohard@univ-grenoble-alpes.fr](mailto:Jean-martial.cohard@univ-grenoble-alpes.fr)

Tel : +33 (0)4 76 51 45 64



---

FORMATION & DIPLOMES

---

- 2016 : **HABILITATION A DIRIGER LES RECHERCHES** : Contribution à l'étude du cycle de l'eau : observation et modélisation de la variabilité spatiale et temporelle de l'évapotranspiration.  
*Soutenance le 13/12/2016*
- 1996 - 1999 : **DOCTORAT en physique de l'atmosphère**  
Université Paul Sabatier (Toulouse III), Laboratoire d'aérodynamique, Toulouse.  
Développement d'un schéma semi-spectral à deux moments de microphysique chaude dans le modèle Meso-NH.  
Directeur de thèse : Jean Pierre Pinty.  
*Soutenu le 2/07/1999, mention très honorable avec les félicitations du jury.*
- 1993 - 1994 : **DEA Physique et Chimie de l'Environnement**, Université Paul Sabatier, Toulouse.  
Implémentation et tests d'une paramétrisation de la turbulence dans un modèle non hydrostatique avec orographie (MC2).
- 1993 : **AGREGATION de Mécanique**, option construction.
- 1991 - 1992 : **MAITRISE** de Mécanique à l'Université de Jussieu, PARIS VI.
- 1990 : Admission à l'**ECOLE NORMALE SUPERIEURE de Cachan**, section Mécanique.

---

RESPONSABILITES COLLECTIVES

---

- 2015 - ... : **RESPONSABLE EQUIPE PHYREV** AU LTHE (12 PERS.)
- 2007 - 2014 : **5 CO-ENCADREMENTS** DE THESES : 5 SOUTENUES EN 2010 ET 2012 (ADRIEN GUYOT, MOUSSA DOUKOURE, DOROTHEE ROBERT, JORIS PIANEZZE, OSSENATOU MAMADOU)
- 2004 - 2016 : **7 ENCADREMENTS** DE STAGIAIRE DE DEA/MASTER 2EME ANNEE  
**9 ENCADREMENTS** DE STAGIAIRE L3 - M1
- 2015 - ... : **1 ORGANISATION DE SESSION** EN CONFERENCE INTERNATIONALE
- 2015 - ... : **MEMBRE DU BUREAU DU CONSEIL SCIENTIFIQUE** DE L'OBSERVATOIRE DES SCIENCES DE L'UNIVERS DE GRENOBLE
- 2002 - 2006 : **MEMBRE ELU** DE LA COMMISSION DE SPECIALISTE DE L'OBSERVATOIRE DES SCIENCES DE L'UNIVERS DE GRENOBLE (UJF, GRENOBLE)
- 2007 - 2012 : **RESPONSABLE D'ANNEE** : 2EME ANNEE DE LA LICENCE DE GENIE CIVIL ET INFRASTRUCTURE DE GRENOBLE
- 2002 - 2006 : **RESPONSABLE D'ANNEE** : 3EME ANNEE DE L'IUP GENIE CIVIL ET INFRASTRUCTURE DE GRENOBLE
- 1997 - 1999 : **REPRESENTANT DOCTORANT** au Conseil du Laboratoire d'Aérodynamique
- 1994 - 1996 : **ATTACHE SCIENTIFIQUE** à l'Ambassade de France en Indonésie dans le cadre du service national. (Organisation de colloques, accueil de scientifiques, gestion des boursiers du gouvernement français).

---

#### EXPERIENCES PROFESIONNELLES

---

- 2002 - ... : **MAITRE DE CONFERENCES** à l'université Joseph Fourier (Grenoble)  
2000 - 2002 : **CHERCHEUR VOLONTAIRE** accueilli au LTHE  
2000 - 2002 : **PROFESSEUR AGREGE** au Lycée Ferdinand Buisson (Voiron)

---

#### DOMAINES ENSEIGNES

---

- 2011 - ... Atmospheric Boundary Layer - M2R international Environmental fluid mechanics (26h/an)  
2006 - ... Ecoulements environnementaux - M1 mécanique (20h/an)  
Thermique du bâtiment - M1 Génie Civil (51h/an)  
Réhabilitation Thermique des bâtiments - M2 Génie Civil (20h/an)  
Conception Collaborative et Aménagement- M2 Génie Civil (20h/an)  
Mécanique des fluides - L3 Génie Civil (22h/an)  
Outil graphique pour le Génie Civil - L2 Sciences Pour l'Ingénieur (40h/an)  
Topographie - L2 Sciences Pour l'Ingénieur (40h/an)

---

#### DOMAINES DE RECHERCHE

---

- 1994 Modélisation de la turbulence Sous Maille.  
1996 - 1999 Développement de paramétrisation de la micro-physique des Nuages pour le modèle Meso-NH.  
2002 - ... Développement de méthodologie pour estimer l'évapotranspiration : Utilisation de la scintillométrie pour l'hydrologie.  
2002 - ... Evaluation du Bilan d'énergie à l'interface Sol/atmosphère à différentes échelles.  
2006 - ... Variabilité spatiale des champs d'évapotranspiration : utilisation de Modèles LES et modèle hydrologique à base physique pour décrire les interactions zone saturée/zone non saturée/végétation/atmosphère.

---

#### THESES CO-ENCADRÉES

---

- Guyot, A. (2010). Estimation de l'évapotranspiration sur un couvert complexe par utilisation de la scintillométrie infrarouge. Application à un bassin versant en zone soudano-sahélienne (Bénin). Terre Univers Environnement. Grenoble, France, Université de Grenoble. PhD Thesis: 228 pp. Co-encadrement S. Anquetin (DR CNRS).
- Doukouré, M. (2011). Variabilité des flux turbulents de surface au sein du bassin versant d'Ara au Bénin. Terre Univers Environnement. Grenoble, France, Université de Grenoble. PhD Thesis: 144 pp. Co-encadrement S. Anquetin (DR CNRS).
- Robert, D. (2012). Caractérisation et modélisation de la dynamique de l'évapotranspiration en Afrique Soudanienne en zone de socle. Terre Univers Environnement. Grenoble, France, Université de Grenoble. PhD Thesis: 199 pp. Co-encadrement I. Braud (DR IRSTEA), M. Vauclin (DR CNRS).
- Pianezze, J. (2013). Modélisation de la structure verticale de la turbulence optique en milieu naturel. Mécanique, Energétique, Productique et procédé. Grenoble, France, Université de Grenoble. PhD Thesis: 215 pp. Co-encadrement S. Anquetin (DR CNRS).
- Mamadou, O. (2013). Etude des Flux d'Evapotranspiration en Climat Soudanien: Comportement comparé de deux couverts végétaux au Bénin. Terre, Univers, Environnement. Abomey-Calavi, Université

de Grenoble & Université d'Abomey-Calavi. PhD Thesis. Co-encadrement S. Galle (CR IRD), Arona Diedhiou (DR IRD) et Cossi Norbert Awanou (prof. UAC)

---

#### ENCADREMENT DE POST DOC ET INGENIEUR

---

Barral, H. (2015 - 2016). 24 mois d'ingénieur obtenus sur le projet ANR-Equipex CRITEX pour la mise en service d'un scintillomètre micro-onde (développement de l'acquisition et des procédures de traitement des données) et mise en œuvre dans le cadre du GIS ORACLE.

Hector, B. (2015 - 2016). 24 mois de Post Doc obtenus sur financement CNES : Potentialités de la haute résolution spatiale en infrarouge thermique (MISTIGRI/THIRSTY) pour l'identification de signatures hydrologiques spécifiques en zone soudanienne d'Afrique de l'Ouest.

---

#### THESES EXAMINEES

---

Leroy, D. (2007). Développement d'un modèle de nuage tridimensionnel à microphysique détaillée - Application à la simulation de cas de convection moyenne et profonde. Physique de l'atmosphère. Clermont Ferrand, France, Université Blaise Pascal. PhD thesis: 201 pp.

Gallet, J.-C. (2010). La neige du plateau antarctique. Surface spécifique et applications. Terre, Univers, Environnement. Grenoble, France, Université de Grenoble. PhD Thesis: 148 pp.

Solignac, P.-A. (2010). Conception, Réalisation et Mise en oeuvre d'un scintillomètre : Influence de la vapeur d'eau dans la bande 940nm. MicroOndes, ElectroMagnetisme et Optoélectronique. Toulouse, France, Université de Toulouse. PhD Thesis: 176 pp.

Bagga, I. (2012). Mesure et analyse des flux thermo-hydriques en zone urbaine hétérogène (SAP de l'IRSTV). MECANIQUE, THERMIQUE et GENIE CIVIL DE NANTES. Nantes, France, Ecole Centrale de Nantes. PhD Thesis: 244 pp.

Blein, S. (2016). Observation et modélisation de couche limite atmosphérique stable en relief complexe : le processus turbulent d'écoulement catabatique. Grenoble, Univ. Grenoble Alpes. PhD: 232 pp.

---

#### EXPERIMENTATION DE TERRAIN

---

2003 - 2004      **HYDRO-VILLE** : Fonctionnement des hydrosystèmes urbains. Mesure des flux sensible et latent par **scintillométrie** laser. 2\*10 jours d'expérience à Nantes (France).

2004              **CAPITOUL** : Canopy and Aerosol Particle Interactions in the Toulouse Urban Layer. Comparaison de mesures scintillométriques grande ouverture (LAS). 30 jours d'expérience à Toulouse (France).

2005 - 2012      **AMMA-CATCH** : Observatoire hydrométéorologique sur l'Afrique de l'ouest.  
- mesure continue des flux sensible et latent par scintillométrie grande ouverture (LAS) à Nalohou (Bénin).  
- Installation et analyse des données de **2 stations d'Eddy covariance** pérennes sur les sites de jachère de Nalohou en 2007 (10 jours de terrain) et de Forêt de Bellefougou en 2008 (10 jours de terrain).

- micro campagne de **caractérisation aérodynamique** en 2006 (15 jours de terrain) et 2008 (20 jours de terrain).
  - Installation de **2 stations de rayonnement** net sur couvert arbustif et arboré en 2008 (10 jours de terrain).
  - Installation d'une **station d'eddy-covariance** temporaire (1 an) sur couvert arboré en 2010-2011 (10 jours de terrain).
  - Caractérisation hydrodynamique des sols (10 jours de terrain).
  - **Responsable** du groupe Flux de l'Observatoire.
- 2009            GLACIOCLIM : Les GLACIers, un Observatoire du CLIMat. 2 mois de mesures scintillométriques sur le glacier de Saint Sorlin (France).
- 2011            Chatuzange : Mesure des flux de Méthane sur un centre de stockage des déchets par Eddy-covariance (15 jours de mesures avec prêt d'un Licor Li-7700).
- 2011            Lac LUITEL : Etude d'une tourbière ombrotrophe. Mesure **d'Eddy-Covariance en milieu montagneux** (2 mois de mesure).
- 2012            Col du LAUTARET : Préparation pour l'installation d'une station **d'Eddy-Covariance en milieu montagneux** sous protocole ICOS (en cours).
- 2010 - 2012    FluxSAP : Évaluation expérimentale des flux hydriques et thermiques en site urbain hétérogène sur le secteur atelier pluridisciplinaire nantais (financement EC2CO et ANR VegDuD) - 2 \* 30 jours de mesures.
- Mesures **scintillométriques** sur couvert hétérogène
  - Mesure de la variabilité spatiale des flux turbulent sur zone péri-urbaine par Eddy-Covariance.
- 2012 -2015    CACOSONIC : Etude des courants CAtabatique au Grand COLon. Mesure des **profils turbulents** (5 points) entre 1 et 6m sur une pente de 35° à l'automne 2012. (8 jours de mesures).
- 2012            AMOSc : Amélioration des Méthodes d'Observation par Scintillométrie.
- Mesures **scintillométriques** sur topographie complexe
  - Mesure des paramètres de structure pour la Température et l'humidité par **Eddy-Covariance**.
  - **Coordination** du projet AMOSc (financement EC2CO et LEFE) (40 jours de mesures).
- 2014-2015    ASCOETscs : Advanced Scintillometry to Observe Evapo-Transpiration at Satellite Compatible Scales.
- Mesures **scintillométriques** sur topographie complexe
  - Mesure des paramètres de structure pour la Température et l'humidité par **Eddy-Covariance**.
  - **Coordination** du projet ASCOETscs (financement CNRS DEFI Instrumentation aux limites) (60 jours de mesures).
- 2015            PASSY : Atmospheric dynamics and air pollution in mountain terrain: field measurements and numerical modelling
- Mesures du vent transverse par **scintillométrie**.
- 2015 -            CRITEX : mise en œuvre et évaluation d'un scintillomètre micro-onde sur le bassin de l'Orgeval

---

GESTION DE PROJET

---

2005 - 2013	AMMA - CATCH : Observatoire hydrométéorologique sur l'Afrique de l'ouest. WP Scintillométrie et Animateur du groupe flux. 35k€ - BQR UJF, 34k€
2007	Gros équipement CNRS : Mesure de l'évapotranspiration par scintillométrie. 110 k€ - CNRS
2009 - 2012	VegDUD : Rôle du végétal dans le développement urbain durable. Contractant. 18k€ - ANR
2012 - 2013	AMOSC : Amélioration des Methodes d'Observation par Scintillométrie Responsable de projet. 36k€ - programme EC2CO et LEFE du dpt INSU
2012 - 2020	CRITEX : Projet - coordinateur des WP1.1 et WP1.2: microwave scintillometry - 270k€ - EQUIPEX
2014-2015	ASCOETscs : Advanced Scintillometry to Observe Evapo-Transpiration at Satellite Compatible Scales. Responsable de projet. 30k€ programme DEFI Instrumentation aux Limites - CNRS
2015-2016	AMMA-THIRSTY : potentialité de l'Infra-rouge thermique haute résolution spatiale et Temporelle pour l'hydrologie - Post-Doc CNES + 15k€ Labex OSUG 2020.

---

2016

- Ago, E. E., E. K. Agbossou, **J.-M. Cohard**, S. Galle and M. Aubinet (2016). "Response of CO<sub>2</sub> fluxes and productivity to water availability in two contrasting ecosystems in northern Benin (West Africa)." *Annals of Forest Science* 73(2): 483-500.
- Leroux, D. J., T. Pellarin, T. Vischel, **J. M. Cohard**, T. Gascon, F. Gibon, A. Mialon, S. Galle, C. Peugeot and L. Seguis (2016). "Assimilation of SMOS soil moisture into a distributed hydrological model and impacts on the water cycle variables over the Ouémé catchment in Benin." *Hydrol. Earth Syst. Sci.* 20(7): 2827-2840.
- Mamadou\*, O., S. Galle, **J. M. Cohard**, C. Peugeot, R. Biron, B. Kounouhewa and A. Zannou (2016). "Dynamics of water vapor and energy exchanges above two contrasting Sudanian climate ecosystems in Northern Benin (West Africa)." *Journal of Geophysical Research Atmospheres*: Accepted.
- Cohard, J. M.**, H. Barral, R. Biron and M. Irvine (2016). "Derivation of a footprint function designed for scintillometers over complex terrain." *Bound.-Layer Meteorol.* (in prep.).
- Cohard, J.-M.**, J. M. Rosant, F. Rodriguez, P. G. Mestayer and H. Andrieu, P. Guillevic (2016). "Energy and water budgets analysis of an asphalt concrete pavement under simulated rain events." *Atmospheric and Measurement Techniques*: (in prep.).
- Hector, B., **J. M. Cohard** and L. Séguis (2016). "How do West-African inland valleys produce streamflow? Insights gained from a critical zone model." *Hydrol. Earth Syst. Sci.*: (in prep.).
- Paci, A., C. Staquet, **J. M. Cohard** and al. (2016). "The Passy-2015 field experiment: atmospheric dynamics and air quality in the Chamonix-Mont-Blanc valley" *Pollution Atmosphérique*: (In prep.).

2015

- Hector, B., L. Seguis, J. Hinderer, **J.-M. Cohard**, M. Wubda, M. Descloitres, N. Benarrosh and J.-P. Boy (2015). "Water storage changes as a marker for base flow generation processes in a tropical humid basement catchment (Benin): Insights from hybrid gravimetry." *Water Resources Research* 51(10): 8331-8361.
- Robert, C., J. M. Conan, L. M. Mugnier and **J. M. Cohard** (2015). "Near ground results of the CO-SLIDAR C 2 n profiler." *Journal of Physics: Conference Series* 595(1): 012030.

2014

- Ago, E. E., E. K. Agbossou, S. Galle, **J.-M. Cohard**, B. Heinesch and M. Aubinet (2014). "Long term observations of carbon dioxide exchange over cultivated savanna under a Sudanian climate in Benin (West Africa)." *Agricultural and Forest Meteorology* 197(0): 13-25.
- Lohou, F., L. Kergoat, F. Guichard, A. Boone, B. Cappelaere, **J. M. Cohard**, J. Demarty, S. Galle, M. Grippa, C. Peugeot, D. Ramier, C. M. Taylor and F. Timouk (2014). "Surface response to rain events throughout the West African monsoon." *Atmos. Chem. Phys.* 14(8): 3883-3898.
- Mamadou\*, O., **J. M. Cohard**, S. Galle, C. N. Awanou, A. Diedhiou, B. Kounouhewa and C. Peugeot (2014). "Energy fluxes and surface characteristics over a cultivated area in Benin: daily and seasonal dynamics." *Hydrol. Earth Syst. Sci.* 18(3): 893-914.
- Richard, A., S. Galle, M. Descloitres, **J. M. Cohard**, J. P. Vandervaere, L. Séguis and C. Peugeot (2013). "Riparian forest and permanent groundwater: a key coupling for balancing the hillslope water budget in Sudanian West Africa." *Hydrol. Earth Syst. Sci. Discuss.* 10(5): 5643-5686.

2012

- Guyot\*, A., **J.-M. Cohard**, S. Anquetin and S. Galle (2012). "Long-term observations of turbulent fluxes over heterogeneous vegetation using scintillometry and additional observations: A contribution to

AMMA under Sudano-Sahelian climate." *Agricultural and Forest Meteorology* 154–155(0): 84-98.

Tanguy, M., A. Baille, M. M. González-Real, C. Lloyd, B. Cappelaere, L. Kergoat and **J. M. Cohard** (2012). "A new parameterisation scheme of ground heat flux for land surface flux retrieval from remote sensing information." *Journal of Hydrology* 454–455(0): 113-122.

Guichard, F., L. Kergoat, C. M. Taylor, B. Cappelaere, M. Chong, **J.-M. Cohard**, F. Couvreur, C. Dione, A. Gounou, F. Lohou and M. Lothon (2012). "Interactions entre surface et convection au Sahel." *La Météorologie Série 8, (N° Spécial AMMA - Octobre)*: p. 25-32.

## 2011

Descloitres, M., L. Séguis, A. Legchenko, M. Wubda, A. Guyot and **J.-M. Cohard** (2011). "The contribution of MRS and resistivity methods to the interpretation of Actual Evapo-Transpiration measurements: a case study in metamorphic context in north Bénin." *Near surface geophysics* 9(2): 187-200.

Séguis, L., N. Boulain, B. Cappelaere, **J.-M. Cohard**, G. Favreau, S. Galle, A. Guyot, P. Hiernaux, E. Mougin, C. Peugeot, D. Ramier, J. Seghieri, F. Timouk, V. Demarez, J. Demarty, L. Descroix, M. Descloitres, M. Grippa, F. Guichard, B. S., Kamagaté, L. Kergoat, T. Lebel, V. Le Dantec, M. Le Lay, S. Massuel and V. Trichon (2011). Contrasted land surface processes along a West African rainfall gradient, *Atmospheric Science Letters* 12(1): 31-37.

Uijlenhoet, R., **J. M. Cohard** and M. Gosset (2011). "Path-Average Rainfall Estimation from Optical Extinction Measurements Using a Large-Aperture Scintillometer." *Journal of Hydrometeorology* 12(5): 955-972.

## 2009

Guyot\*, A., **J.-M. Cohard**, S. Anquetin, S. Galle and C. R. Lloyd (2009). "Combined analysis of energy and water balances to estimate latent heat flux of a sudanian small catchment." *Journal of Hydrology* 375(1-2): 227-240.

Pellarin, T., T. Tran, **J.-M. Cohard**, S. Galle, J. P. Laurent, P. de Rosnay and T. Vischel (2009). "Hourly soil moisture mapping over West Africa using AMSR-E observations and a satellite-based rainfall product." *Hydrol. Earth Syst. Sci.* 13, 1887-1896..

Timouk, F., L. Kergoat, E. Mougin, C. R. Lloyd, E. Ceschia, **J.-M. Cohard**, P. d. Rosnay, P. Hiernaux, V. Demarez and C. M. Taylor (2009). "Response of surface energy balance to water regime and vegetation development in a Sahelian landscape." *Journal of Hydrology* 375(1-2): 178-189.

## 2001

Pinty, J.-P., S. Cosma, **J.-M. Cohard**, E. Richard and J.-P. Chaboureau (2001). "CCN sensitivity of a warm precipitation event over fine scale orography with an advanced microphysical scheme." *Atmospheric Research* 59-60: 419-446.

## 2000

**Cohard, J.-M.**, J.-P. Pinty and K. Suhre (2000). "On the parameterization of activation spectra from CCN microphysical properties." *Journal of Geophysical Research* 105: 11753-11766.

**Cohard, J.-M.** and J.-P. Pinty (2000). "A comprehensive warm microphysical bulk scheme, part I : Description and selective tests." *Quarterly Journal of Royal meteorological society* 126: 1815-1842.

**Cohard, J.-M.** and J.-P. Pinty (2000). "A comprehensive warm microphysical bulk scheme, part II : Applications and sensitivity experiments." *Quarterly Journal of Royal meteorological society* 126: 1843-1869.

1998

**Cohard, J.-M.**, J.-P. Pinty and C. Bedos (1998). "Extending Twomey's analytical estimate of nucleated cloud droplet concentration from CCN spectra." *Journal of Atmospheric Science* 55: 3348-3357

---

COMMUNICATIONS AVEC ACTES

---

Robert, C., J.-M. Conan, L. Mugnier and J. M. Cohard (2014). Results of the CO-SLIDAR Cn2 profiler on the sky and on the ground. IOP conference series, Durham.

Mamadou\*, O., S. Galle, **J. M. Cohard**, J. Seghieri, C. Peugeot, B. Kounouhewa and N. C. Awanou (2013). Seasonality of surface energy fluxes over an agricultural site in Sudanian climate (Benin, West Africa). XXVI Colloque de l'Association Internationale de Climatologie, Cotonou (Benin).

Pinty, J.-P. and **J. M. Cohard** (2000). simulation of warm rain development modeling results case 1 with a two moment bulk microphysical scheme. WMO Cloud Modeling Workshop. Glenwood Springs, CO.

---

COMMUNICATIONS SCIENTIFIQUES

---

2015

Ago, E. E., E. K. Agbossou, **J. M. Cohard**, S. Galle and M. Aubinet (2015). Carbon fluxes over two contrasting types of vegetation in West Africa: the case of forest and savannah sites under a **Sudanian climate in northern Benin AGU fall meeting. San-Francisco (CA), USA.**

**Cohard, J. M.**, H. Barral and R. Biron (2015). Derivation of a footprint function designed for scintillometers over complex terrain. . AGU Fall Meeting. San Francisco (CA), USA.

Hector, B., **J. M. Cohard** and L. Séguis (2015). Streamflow generation in humid West Africa: the role of Bas-fonds investigated with a physically based model of the Critical Zone. AGU Fall Meeting. San Francisco (CA), USA.

mamadou, O., S. Galle, **J. M. Cohard**, C. Peugeot and J. D. Ntiwunwa (2015). Impact of Deforestation on Water Budget in Sudanian Climate (Benin) AGU Fall Meeting. San Francisco (CA), USA.

2014

**Cohard, J. M.**, C. Peugeot, F. Lohou, O. mamadou, A. Boone, B. Cappelaere, J. Demarty, S. Galle, M. Grippa, F. Guichard and L. Kergoat (2014). On the ability of surface models to reproduce soil moisture dependencies over west Africa : The Almip Experiments. AGU Fall Meeting. San-Francisco (CA), USA.

Galle, S., O. Mamadou, **J.-M. Cohard**, C. Peugeot, J. Seghieri, B. Kounouhewa and C. N. Awanou (2014). Impact of land use changes on surface feedbacks in sudanian region of West Africa. AGU Fall meeting. San-Francisco.

Laurent, J. P., **J. M. Cohard**, R. Biron, F. Delbard, S. Aubert and P. Choler (2014). « FLUXALP » : Un projet de développement d'une station de mesures éco-climatiques au Col de Lautaret, Hautes-Alpes, France AIC. Dijon (France).

2013

**Cohard, J. M.**, M. Boucher, M. Descloîtres, D. Robert and S. Galle (2013). Modélisation couplée des processus de surface et souterrains pour prédire la distribution spatiale de l'évapotranspiration. Atelier de modélisation, Toulouse, France.

Irvine, M., J. P. Lagouarde, S. Dayau, A. Brut, **J. M. Cohard**, G. Najjar, F. Rodriguez, J.-M. Rouaud and P. Mestayer (2013). Decomposing Sensible Fluxes from Two Urban Zones using LAS Scintillometry over the City of Nantes during the FLUXSAP 2012 Measurement Campaign. 4th scintillometry Workshop. 7-9 Oct., Tübingen, Germany.

Pianezze, J., **J. M. Cohard**, S. Anquetin and Y. Gagne (2013). Turbulent profile analysis of a real case valley flow LES modelling during the VOTALP campaign. Atmosphere and Cryosphere Assembly. Davos, Switzerland.

## 2012

**Cohard, J. M.**, D. Robert, M. Descloitres, S. Galle, L. Séguis, I. Braud and M. Vauclin (2012). Impacts of ground water circulation on surface energy balance in sudanian bedrock areas. . 4th AMMA International Conference. Toulouse, France.

Mamadou\*, O., S. Galle, **J.-M. Cohard**, B. Kounouhéwa, A. Diedhiou, T. Pellarin, R. Biron, S. Boubkraoui and N. C. Awanou (2012). Annual and Seasonal energy budget variations of a fallow and a clear forest in sudanian climate. 4th AMMA International Conference. Toulouse, France

## 2011

Boone, A., C. Peugeot, J. Demarty, M. Grippa, N. Benarrosh, P. Brender, B. Cappelaere, V. Chaffard, G. Charvet, J.-P. Chazarin, S. Cloché, **J.-M. Cohard**, A. Ducharne, L. Fleury, S. Galle, A. Getirana, M. Gosset, F. Guichard, P. Hiernaux, A. Kaptué, L. Kergoat, T. Lebel, F. Maignan, E. Mougin, C. Ottlé, J. Polcher, G. Quantin, K. Ramage, D. Robert, J.-L. Roujean, L. Séguis, F. Timouk, C. Velluet, J. Viarre and T. Vischel (2011). African Monsoon Multidisciplinary Analysis (AMMA) Land Surface Model Intercomparison Project Phase 2 (ALMIP-2). WCRP Open Science Conference. Denver, CO, USA, 22-25 Oct. 2011.

**Cohard, J. M.**, D. Robert, M. Descloitres, J.-P. Vandervaere, I. Braud and M. Vauclin (2011). Strategy to document heterogeneity in soil properties and its impact on water transfers from slope to catchment scales. AGU Fall meeting, San Francisco.

Irvine, M., J. P. Lagouarde, S. Dayau, A. Brut, P.-A. Solignac, J.-L. Selves, **J. M. Cohard**, G. Najjar, C. Quentin, F. Rodriguez and M. P. (2011). Variations in Cn2 measured by LAS scintillometry over the city of Nantes during the FluxSAP 2010 measurement campaign 3rd scintillometer workshop. Wageningen, The Netherland.

Robert\*, D., **J. M. Cohard**, M. Descloitres, J.-P. Vandervaere, I. Braud and M. Vauclin (2011). How subsurface patterns affect surface energy budget patterns: a sudanian case study. AGU Fall meeting, San Francisco.

## 2010

**Cohard, J.-M.**, M. Descloitres, A. Guyot, S. Galle, L. Séguis and S. Anquetin (2010). Observation of the impact of both geology and vegetation environment on evapotranspiration regime: a case study under sudanian climate. AGU Fall Meeting, San-Francisco, California, USA.

Pianezze\*, J., **J.-M. Cohard**, S. Anquetin and Y. Gagne (2010). Interpretation of scintillometry measurements over heterogeneous landcovers using L.E.S. modeling and a virtual scintillometer. AGU Fall Meeting, San-Francisco, California, USA.

## 2009

**Cohard, J. M.**, A. Perillaud, V. Jorigne, O. Mamadou, S. Galle, A. Guyot, C. R. Lloyd and B. Kounouhewa (2009). Eddy correlation data from AMMA/catch Benin zsites: daily and seasonal analysis of quality controlled data. 3rd International Conference AMMA, Ouagadougou (Burkina-Faso) 20-24 July 2009.

Guyot\*, A., **J. M. Cohard**, S. Anquetin and S. Galle (2009). Three year time series of sensible and latent heat fluxes over a patchy savannah in West Africa using Large Aperture Scintillometer measurements. 3rd International Conference AMMA, Ouagadougou (Burkina-Faso) 20-24 July 2009.

- Guyot\*, A., **J.-M. Cohard**, S. Anquetin and S. Galle (2009). Three years of Large Aperture Scintillometer measurements over a patchy savanna in West Africa. EGU, Wien.
- Guyot\*, A., **J.-M. Cohard**, M. Doukoure, S. Anquetin, S. Galle and I. Zin (2009). Footprint variability analysis of a Large Aperture Scintillometer over a complex terrain. EGU, Wien.
- Doukouré\*, M., S. Anquetin and **J.-M. Cohard** (2009). Turbulent flux variability within the heterogeneous Ara Catchment in Benin: A numerical study using the LES MesoNH model. 3rd International Conference AMMA. Ouagadougou (Burkina-Faso), 20-24 July 2009.
- Mamadou\*, O., S. Galle, **J. M. Cohard** and B. Kounouhewa (2009). Daily and Seasonal energy budget variations of a fallow and a clear forest in sudanian climate. 3rd International Conference AMMA. Ouagadougou (Burkina-Faso), 20-24 July 2009.
- Ramier, D., F. Guichard, B. Cappelaere, L. Kergoat, S. Galle, F. Timouk, N. Boulain, **J.-M. Cohard**, M. Grippa and C. M. Taylor (2009). Impact of the monsoon on the downwelling surface radiative fluxes across West Africa: an evaluation of ECMWF-IFS and satellite estimates with ground measurements. 3rd International Conference AMMA. Ouagadougou (Burkina-Faso) 20-24 July 2009.

## 2008

- Cohard, J.-M.**, A. Guyot\*, S. Anquetin, S. Galle and L. Séguis (2008). On the use of Land and Ground Data to Improve Integrated Turbulent Fluxes Estimated From Scintillometer Measurements. AGU fall meeting, San-Francisco, California, USA.
- Pellarin, T., **J.-M. Cohard**, J.-P. Laurent, B. Mercier, R. Biron, M. Ricard, Y. Kerr, P. De Rosnay and J.-P. Wigneron (2008). Continuous passive microwave measurement in mountainous region from 550 m above ground level: experimental design. Microwave Remote Sensing Microwave Remote Sensing for Hydrology, Oxnard, California.
- Uijlenhoet, R., **J.-M. Cohard** and M. Gosset (2008). Path-Average Rainfall Estimation From Optical Extinction Measurements Using a Large-Aperture Scintillometer. AGU fall Meeting. San-Francisco, California, USA.

## 2007

- Cohard, J.-M.**, A. Guyot\*, C. André, N. Boulain, B. Cappelaere, L. Descroix, S. Galle, F. Guichard, P. Hiernaux, L. Kergoat, T. Lebel, C. R. Lloyd, E. Mougin, C. Ottlé, D. Ramier, P. De Rosnay, O. Samain, S. Saut-Picard, C. Taylor, F. Timouk, V. Trichon and M. Zribi (2007). Could soil heat storage play a role in monsoon processes? 2nd AMMA international conference, Karlsruhe.
- Guyot\*, A., **J.-M. Cohard** and S. Galle (2007). Energy balance at a catchment scale using an infrared scintillometer and soil measurements. EGU, Wien.
- Doukoure\*, M., **J.-M. Cohard** and S. Anquetin (2007). Large Eddy simulation of the latent heat flux within the Ara catchment. 2nd AMMA international conference. karlsruhe, Germany.
- Kergoat, L., P. Hiernaux, N. Boulain, B. Cappelaere, **J.-M. Cohard**, L. Descroix, S. Galle, S. Guibert, F. Guichard, M. Grippa, L. T., C. R. Lloyd, F. Lohou, E. Mougin, C. Ottlé, D. Ramier, P. De Rosnay, D. Serça, O. Samain, S. Saut-Picard, C. Taylor, F. Timouk, V. Trichon and M. Zribi (2007). Land surface in AMMA : Extending ecosystem, energy and water balance studies in space and time is sometimes surprising. EGU General Assembly. Wien.
- Lloyd, C. R., C. Taylor, S. Alloganvinon, N. Boulain, B. Cappelaere, **J.-M. Cohard**, J. Cuesta, L. Diarra, C. Flamant, A. Fink, S. Galle, N. Kalthoff, M. Kohler, H. Kunstmann, F. Lohou, A. Mariscal, M. Mimouni, E. Mougin, J.-L. Rajot, D. Ramier, D. Serça and F. Timouk (2007). Surface Energy Balance across the AMMA flux network region. 2nd AMMA international conference. karlsruhe, Germany.

## 2006

- Cohard, J.-M.**, B. Mercier, J.-P. Laurent and T. Pellarin (2006). Setup of a 4.3 GHz microwave radiometer to measure surface soil water content RAQRS. Valencia, Spain.
- Pellarin, T., J.-M. Cohard and J.-P. Laurent (2006). High resolution soil moisture mapping using AMSR-E brightness temperature over two contrasting sites of the AMMA project, Second Recent Advances in Quantitative Remote Sensing. RARQS. Valencia, Spain.

2005

**Cohard, J.-M.**, R. De Jeu, J.-M. Rosant and P. Guillevic (2005). Comparison of three sensible heat flux measurement techniques over homogeneous asphalt area in simulated rain. European Geophysical Union, Wien, Austria.

---



*Le Boulanger :*

*« ... mais c'est un endroit que la pluie ne veut pas le connaître! Nous, nous avons un petit champ là-haut, un peu plus loin que les Romarins. On ne l'a jamais cultivé à cause de ça... Les orages, on les entend venir, on les voit s'approcher... Mais dès que les nuages frappent sur la pointe du Saint-Esprit, ça les coupe en deux, et l'eau va tomber sur l'autre versant des deux collines : il en reste à peine quatre gouttes pour le vallon... »*

*Marcel Pagnol, Jean de Florette - 1963*



## Remerciements

Le métier de chercheur est à la fois un métier individuel et un métier de collaboration. Chacun construit son parcours en suivant sa propre route, en s'engageant dans des voies parfois périlleuses ou en revisitant des diverticules pour le plaisir de trainer en chemin ... Ces parcours sont aussi jalonnés de rencontre sans lesquelles on pourrait facilement se perdre, tourner en rond et resté bloqué dans des voies sans issues. Ces rencontres sont aussi des moments d'échange, de partage, de questionnement qui nous font remettre sans cesse l'ouvrage sur le métier. Ce sont les collègues au quotidien, les « grands maîtres » dont le recul et les points de vue interpellent toujours et suscitent l'admiration, les étudiants qui nous bousculent avec leurs idées saugrenues parfois géniales, la famille qui nous surprend à errer parfois le soir sur pistes obscures où des montages d'expéditions « urgentes » à taux de réussite aléatoires. Vous tous, croisés au cours de ces premières pérégrinations, vous avez participé de manière consciente ou inconsciente à façonner mon parcours et je vous en remercie. Je souhaiterais vous remercier tous de manière individuelle mais comment n'oublier personnes ? Je ne citerai donc que quelques noms dans un désordre certain, ceux qui me viennent à l'esprit avant de clôturer la rédaction de ce manuscrit, et je demande par avance aux absents de m'excuser.

Tout d'abord, pour les premiers pas et les premières portes ouvertes, je remercie Lucien, Philippe, Evelyne et surtout Jean-Luc et Jean-Pierre qui m'ont accompagné dans l'apprentissage de la physique de l'atmosphère, en particulier la turbulence atmosphérique et la microphysique des nuages mais aussi les méandres de leur paramétrisation dans les modèles atmosphériques. Jean-Dominique et Michel qui m'ont accueilli à Grenoble et soutenu pour me hisser à bord du grand navire de l'Université Joseph Fourier avant son arrimage à l'UGA. Merci à Jean-Pierre, Mark puis Vincent et Clélia pour le partage de la scintillation qui me fait regarder le ciel autrement. Merci à Isabelle, Randel, Michel encore, Charles, Jean-Pierre et tout le LTHE « historique », qui petit à petit m'ont initié à l'hydrologie et aux transferts dans les sols, Merci à Sandrine avec qui nous partageons et explorons de longs sentiers escarpés entre ciel et terre, déjà trois thèses co-encadrées. Merci à Jean-Paul pour ses « tournevis Campbell » et l'expertise en instrumentation qu'il m'a transmis et qui me permet aujourd'hui une complète autonomie pour monter mes propres expériences de terrain. Merci à Thierry, Sylvie, Christophe, Bernard Laurent et toute la famille AMMA-CATCH, pour ces pistes de latérites pleines de promesses et d'espoir tant du point de vue scientifique que du point de vue humain. Merci à Marc, Jean-Michel, Anatoli, pour leur contribution souterraine. Une part importante de ce manuscrit a été inspirée par notre initiation conjointe pour une vision pluridisciplinaire de l'étude de la Zone Critique. Merci à Thierry, avec qui je partage l'avènement de l'hydrologie spatiale, toujours disponible et enthousiaste pour des échanges scientifiques informels. Merci à Théo, Isabella, Michel, Reed et al. pour nos discussions et visions croisées sur la modélisation hydrologique. Merci à Romain, Catherine et le ST sur qui je peux toujours compter pour partir à l'aventure sur le terrain. Merci aux mécaniciens Christian, Olivier, Yann, Yannick, Dominique, Emmanuel, ... famille avec qui je partage toujours le plaisir de la construction. Merci aux jeunes, Adrien, Moussa, Dorothée, Joris, Ossnatou avec qui nous avons partagé un bon bout de route et pas mal de piste Africaine, mais aussi Remy, Cyril, Alban, Paul et autres étudiants qui ont tous apporté une pierre à l'édifice. Merci à Hélène et Basile qui m'ont permis de construire mes perspectives et surtout de les rendre possibles en les initiant.

Merci enfin aux rapporteurs de ce manuscrit Marc, Jean-Pierre, Valery, Isabelle et Michel pour leur lecture assidue, leur intérêt, les discussions qu'il a suscité et dont certaines questions occuperont mon esprit pour la suite du voyage.

## Préambule

L'étude de l'évapotranspiration est par nature un domaine de recherche à l'interface entre différentes disciplines, entre différentes communautés. Les rencontres que j'ai pu faire, les travaux que j'ai pu mener autour de cette thématique ou encore les échanges que j'ai pu avoir avec les étudiants, avec les collègues, autour de ce que peut être un flux turbulent, ont, petit à petit construit ma vision de ce que sont ces échanges, et de comment il est à la fois possible de les documenter et de les comprendre. Au-delà des résultats de mes recherches, la rédaction de ce mémoire a été l'occasion de rassembler les briques qui ont façonné cette vision. Elles concernent à la fois les développements théoriques anciens dont l'histoire et l'anecdote méritent toujours le respect et l'étonnement, mais aussi des développements théoriques plus récents qui alimenteront nos débats scientifiques dans les prochaines années. Elles concernent les heures passées sur le terrain et celles passées devant les séries de données, qui nous poussent chacune dans nos retranchements pour proposer et trouver le site parfait, le dispositif adéquat, ou le filtre qui fera ressortir la tendance recherchée. Elles concernent enfin les résultats publiés, aboutissement d'un processus de maturation et de compréhension de nos propres travaux. Toutes ces briques mériteraient de longs développements et peut être une présentation spécifique. Toutefois, sans vouloir être exhaustif, ni trop long, j'ai souhaité montrer un peu de chacune de ces briques dans ce manuscrit. Certaines pourront paraître denses, d'autres pas tout à fait sèches, et certains fers sont encore en attente, mais tous ces éléments participent à l'ensemble de l'édifice. Bien sûr, ce manuscrit s'adresse à mon jury qui pourra y trouver mes résultats principaux et les orientations que je souhaite prendre pour les prochaines années. Ce manuscrit s'adresse aussi aux futurs étudiants que je pourrais encadrer et qui y trouveront quelques points d'accroche pour construire à leur tour leur propre vision et leurs propres méthodes pour estimer les flux d'évapotranspiration. Il s'adresse enfin à mes collègues atmosphériciens, hydrologues, écologues, physiciens, etc., modélisateurs ou expérimentateurs qui pourraient y trouver des points d'intérêt ou des points de débat dont les premiers pourront être discutés lors de la défense de cette Habilitation à Diriger les Recherches. Je vous souhaite à tous une bonne lecture.



## Table des matières

I.	Introduction.....	4
II.	Processus de Couche Limite atmosphérique.....	9
II-1.	Phénoménologie dans la couche limite atmosphérique.....	9
II-2.	Equations de conservation et Turbulence.....	12
II-2.1.	Equation de conservation à l'interface sol/atmosphère.....	13
II-2.2.	Equations de conservation dans l'atmosphère.....	20
II-2.3.	La turbulence dans les équations de conservation.....	23
II-2.4.	Théorie des similitudes dans la couche de surface.....	25
II-2.5.	Impact des hétérogénéités et notion de hauteur de mélange (blending height).....	27
III.	Mesure des échanges sol-atmosphère.....	31
III-1.	Relations entre flux de surface et covariance.....	31
III-1.1.	Intégration des équations de conservation.....	31
III-1.2.	Mesure sur surface homogène.....	35
III-2.	Les méthodes aérodynamiques.....	36
III-3.	La méthode d'Eddy-Covariance.....	38
III-4.	Scintillométrie pour l'évaluation des flux de surface continentale - atmosphère.....	39
III-4.1.	Paramètre de structure dans la couche limite de surface.....	40
III-4.2.	Propagation des ondes électromagnétiques dans un milieu turbulent.....	42
III-4.3.	Estimation des échanges sol atmosphère par scintillométrie.....	45
III-5.	Empreinte d'une mesure de flux.....	47
III-5.1.	Notion d'empreinte.....	47
III-5.2.	Formulation de l'empreinte.....	48
III-5.3.	Fonction d'empreinte pour mesures scintillométriques.....	49
IV.	Observation de la variabilité temporelle et spatiale de l'évapotranspiration.....	54
IV-1.	Variabilité temporelle de l'évapotranspiration mesurée par Eddy-covariance.....	54
IV-2.	Variabilité spatiale des flux turbulents mesurés par Eddy-Covariance.....	58
IV-3.	Variabilité temporelle de l'évapotranspiration mesurée par scintillométrie.....	61
IV-3.1.	Exemple de mise en œuvre sur surface homogène: Réponse d'un asphalte à un forçage pluviométrique.....	61
IV-3.2.	Exemple de mise en œuvre sur surface hétérogène : SO AMMA-CATCH.....	63
IV-3.3.	Variabilité spatiale des flux de surface à l'échelle kilométrique.....	67
V.	Modélisation de la variabilité spatiale de l'évapotranspiration.....	70
V-1.	Modélisation Sol-Végétation-Atmosphère.....	71
V-1.1.	Principes généraux des modèles sol-végétation-atmosphère.....	71
V-1.2.	Réponses des modèles SVAT à un événement pluvieux.....	72
V-1.3.	Réponses des modèles SVAT à la différence de couvert végétal.....	74
V-1.4.	Capacité du modèle CLM à reproduire les processus d'évaporation et de transpiration.....	75
V-2.	Modélisation atmosphérique des grandes échelles de la turbulence.....	77
V-2.1.	Couplage d'un modèle LES avec un modèle de surface.....	78
V-2.2.	Utilisation de grille anisotrope en modélisation LES.....	80
V-2.3.	Implémentation d'un scintillomètre virtuel dans un modèle LES.....	81
V-3.	La variabilité spatiale induite par les processus hydrologiques.....	83
V-3.1.	Simulation d'une colonne 1D pour des sols caractéristiques d'un versant en zone de socle au nord Bénin.....	84
V-3.2.	Impact de la variabilité spatiale des propriétés hydrodynamiques de la sub-surface sur le fonctionnement hydrologique et sur l'évapotranspiration.....	86
V-3.3.	Simulation d'une unité hydrologique élémentaire (bas-fond) en zone Soudanienne : rôle de l'évapotranspiration.....	87
VI.	Perspectives et projet.....	92
VI-1.	Mesure de l'évapotranspiration et de sa variabilité spatiale par scintillométrie.....	94
VI-1.1.	Développement et évaluation de la scintillométrie micro-onde.....	94
VI-1.2.	La scintillométrie dans le domaine de l'Infra-Rouge Thermique :.....	99
VI-1.3.	Mesure de la variabilité spatiale des flux de surface :.....	100
VI-2.	Impact des transferts latéraux dans les sols sur la distribution spatiale de l'évapotranspiration.....	103
VI-2.1.	Impacts de l'hétérogénéité des propriétés hydrodynamiques du sol sur l'évapotranspiration.....	104
VI-2.2.	Distribution spatiale de l'évapotranspiration à l'échelle d'un bassin versant de 10km <sup>2</sup> en zone Soudanienne.....	105
VI-3.	Distribution spatiale de l'évapotranspiration à l'échelle continentale.....	107
VI-3.1.	Vers une modélisation à base physique pour l'hydrologie régionale en Afrique de l'Ouest.....	109

VI-3.2.	Estimation des propriétés hydrodynamique de la sub-surface par leur signature thermique .....	111
VI-3.3.	Estimation des flux de conduction par télédétection spatiale.....	112
VII.	References Citées .....	127



# I. Introduction

## Ressources en eau : un enjeu dans un contexte de variabilité climatique

Les ressources en eau prennent une place de premier ordre dans les débats sociétaux d'aujourd'hui (Kervasdoué (de) and Voron 2012; Hanlon, Madel et al. 2013; Hoekstra 2013), et pour cause. L'eau est évidemment la source de la vie sur terre, mais elle est également nécessaire à toutes les activités que l'homme développe: agriculture, énergie, industrie, ... Pour ces activités, elle est ponctionnée dans les réserves de surface et les réserves souterraines accessibles, qui restent en quantité limitée et inégalement répartie en temps et en espace (Fan, Li et al. 2013). La non-disponibilité immédiate de cette ressource est ainsi un critère de vulnérabilité des populations. L'accessibilité à l'eau est affichée par l'ONU comme l'un des objectifs du millénaire pour le Développement et les droits à l'eau et à l'assainissement sont reconnus depuis 2010 comme un des droits humains (de Albuquerque 2014). Si des progrès importants ont été réalisés entre 1990 et 2015 en divisant par 2.5 (24% → 9%) le pourcentage des populations n'ayant pas accès à l'eau potable, en 2015 encore 32% de la population mondiale n'avait pas accès à un système d'assainissement amélioré (UNICEF and WHO 2012). De nombreux pays de l'Afrique sub-saharienne restent bien en dessous de ces valeurs moyennes. D'autre part, à l'échelle mondiale, les cultures irriguées mobilisent plus de 2600<sup>1</sup> km<sup>3</sup>/an d'eau ponctionnées dans les réserves de surface et les eaux souterraines, y compris les nappes fossiles (Frenken and Gillet 2012). D'après ces auteurs, la pression sur la recharge annuelle exercée par ces prélèvements est en moyenne de 5% mais peut être bien supérieure en fonction des zones géographiques, en particulier en Asie (14%) et en Afrique Soudano-Sahélienne (11.4 %). La mission satellitaire GRACE<sup>2</sup> en particulier, a permis à la communauté scientifique et au grand public de prendre conscience de l'étendue de la déplétion des grands aquifères, en Inde, en Chine ou dans les grandes plaines américaines, par prélèvements pour l'irrigation (Rodell, Velicogna et al. 2009; Scanlon, Faunt et al. 2012; Feng, Zhong et al. 2013). Il est donc légitime de s'inquiéter du devenir de la ressource en eau comme l'ont fait les peuples depuis l'antiquité. Aujourd'hui, au regard des évolutions démographiques et climatiques à venir, nous devons encore nous assurer que nous disposerons à l'avenir d'une ressource en quantité et en qualité (Milly, Dunne et al. 2005; Gleeson, Wada et al. 2012).

Il est certain qu'une grande partie des enjeux pour garantir la pérennité de cette ressource réside dans la capacité de l'Homme à mettre en œuvre une ingénierie raisonnée, respectueuse de la ressource elle-même, de son lieu d'extraction et de son lieu de rejet. Toutefois, nous devons aussi être capables **de prédire l'évolution** de sa disponibilité qui dépend, pour l'essentiel, **des quantités précipitées et des quantités qui nous « échappent » et retournent à l'atmosphère par évaporation et transpiration** de la végétation. A l'échelle annuelle, l'évapo-transpiration est la perte principale (64%) du bilan hydrologique continental (Dingman 2002). Dans les zones arides elle peut représenter jusqu'à 100% du bilan d'eau annuel d'un bassin versant lorsque,

<sup>1</sup> 2600 km<sup>3</sup> d'eau correspond à 10 fois la quantité d'eau nécessaire pour une douche quotidienne (0.1 m<sup>3</sup>) pour la population mondiale (7.2 10<sup>9</sup>).

<sup>2</sup> GRACE – Graviy Recovery and Climate Experiment ([https://www.nasa.gov/mission\\_pages/Grace/](https://www.nasa.gov/mission_pages/Grace/))

toute la pluie reçue finie par s'évaporer sans produire de ruissellement de surface (ex : Prairie Dog KS, USA). Cette eau retombera plus loin, plus tard, mais sur d'autres versants, vers d'autres fleuves. Ainsi, pour un gestionnaire de la ressource en eau, la part évaporée du bilan hydrologique est définitivement perdue. L'agriculture est, parmi les activités humaines, celle qui impacte le plus les bilans hydrologiques et la partition entre ruissellement et évapotranspiration. D'une part, les changements d'occupation du sol modifient les taux d'évaporation et de transpiration. D'autre part, l'irrigation mobilise de l'eau souterraine, ou de l'eau des réservoirs de surface, vers les horizons superficiels du sol et favorise la transpiration des cultures, qui est l'effet recherché, mais favorise aussi l'évaporation de l'eau apportée à la surface du sol. Ainsi, qu'ils soient anthropiques, ou climatiques, ces forçages modifient les quantités d'eau qui retournent à l'atmosphère et impactent la disponibilité de la ressource (Huntington 2006).

Ces changements de régime d'évapotranspiration sur les surfaces continentales sont également susceptibles de jouer un rôle sur le climat de l'échelle locale à régionale. En effet, l'eau continentale constitue une source d'humidité pour l'atmosphère qui modifie les propriétés radiatives de l'atmosphère directement ou indirectement en favorisant la formation de nuages (Schmidt, Ruedy et al. 2010). Cette eau contribue à l'alimentation des systèmes nuageux et ainsi modifie le régime des précipitations. Cette **rétroaction** de la surface continentale sur les processus atmosphériques a en particulier été identifiée au Sahel (Charney 1975; Philippon, Mougin et al. 2005; Lothon, Saïd et al. 2008). Ainsi, notre capacité à gérer de manière durable nos ressources en eau dépend d'abord de notre compréhension de la **partie atmosphérique du cycle de l'eau**, comprenant la genèse des précipitations et l'évapotranspiration. Cependant, il ne suffit pas d'étudier les processus atmosphériques pour comprendre et prédire l'évolution d'un bilan hydrologique. Ces deux phases du cycle de l'eau (la formation des précipitations et le retour à l'atmosphère par l'évapotranspiration), résultent d'un **couplage entre les processus atmosphériques et les processus de surface**. Par exemple, le déclenchement des précipitations est favorisé par le relief (Roe 2005) ou par des distributions spatiales contrastées de la température et de l'humidité de surface (Taylor, de Jeu et al. 2012). De même, la dynamique de l'évapotranspiration résulte de la capacité du sol à stocker de l'eau, du contrôle de la végétation par la photosynthèse, et de la capacité de l'atmosphère à évaporer, transporter et absorber l'eau apportée à la surface du sol et des feuilles.

La complexité du couplage entre le sol et l'atmosphère est bien illustrée par Michael Ek (Ek and Holtslag 2004) qui regroupe sur un même schéma, toutes les interactions entre les variables atmosphériques et les propriétés de surface (Fig. I-1). Par exemple, les propriétés de surface (humidité du sol, température) conditionnent le cycle de vie des systèmes précipitants. Cela a, en particulier, été démontré en zone aride où la variabilité spatiale des propriétés de surface est très marquée (Vivoni, Tai et al. 2009; Lothon, Campistron et al. 2011; Taylor, de Jeu et al. 2012), mais aussi au-dessus des îlots chauds formés par les villes (Changnon 1981; Rozoff, Cotton et al. 2003). Ainsi, tous les modèles atmosphériques, à toutes les échelles (globale, méso-échelle, sub-méso-échelle, ...) intègrent un **modèle sol/végétation/atmosphère (SVAT)** permettant d'assurer un forçage dynamique, thermique, et hydrique à la base de l'atmosphère. Les comportements de ces modèles ont beaucoup progressé au cours des 3 dernières décennies, mais leur évaluation reste encore incertaine par **manque de données caractérisant les échanges entre la surface et l'atmosphère** (Henderson-Sellers, Irannejad et al. 2003; Boone, Decharme et al. 2009). D'autre part, les schémas d'agrégation spatiale à l'échelle du pixel restent souvent très simples (Intsiful and Kunstmann 2008) et ne permettent pas de représenter les **non-linéarités d'échelle associées à la morphologie des hétérogénéités sous maille** (topographie, taille des parcelles, ...). Enfin, les modèles SVAT sont majoritairement des modèles colonnes qui résolvent les bilans d'eau et d'énergie sur la seule dimension verticale et pour lesquelles les **transferts d'eau de colonne à colonne sont ignorés** (Kollet 2009). Ces trois points de blocage sont intrinsèques à la complexité du couplage des processus atmosphériques, hydrologiques et

biologiques. Ils sont aujourd'hui au cœur des préoccupations de nombreux groupes de recherche. Ma démarche scientifique, décrite dans ce document, participe humblement à la compréhension de ces couplages entre processus hydrologiques et atmosphériques. Je me suis attaché plus particulièrement à la mesure de l'évapotranspiration dans les milieux complexes et à l'impact des transferts latéraux de l'eau en surface, en sub-surface et dans les aquifères, sur la variabilité spatiale de l'évapotranspiration.

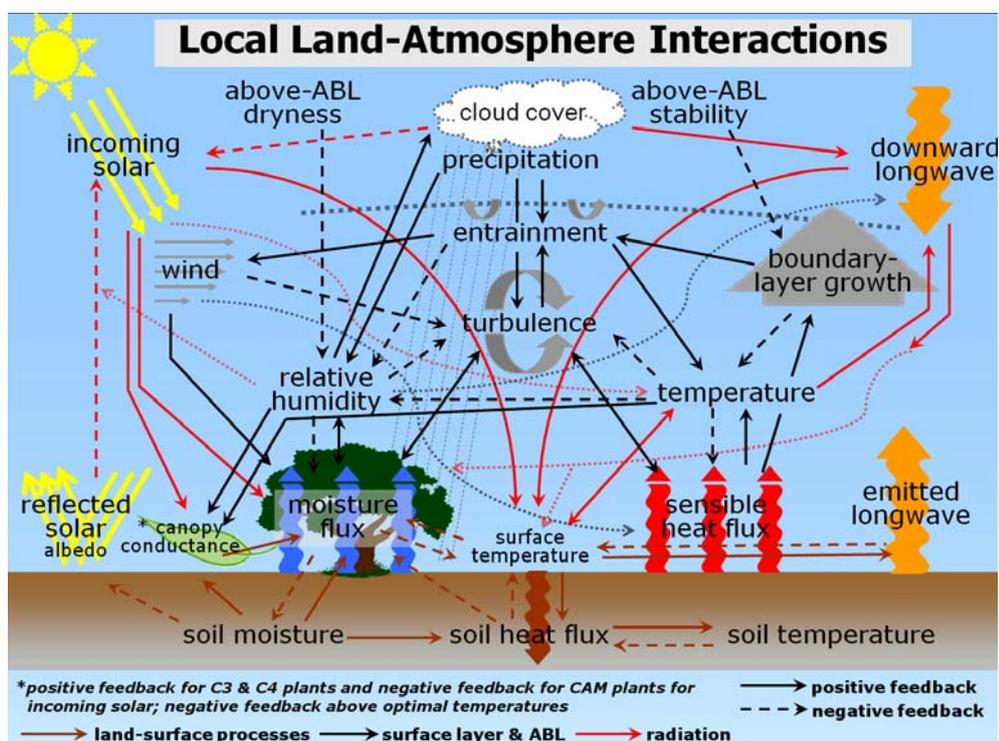


Fig. I-1: Interactions entre les variables atmosphériques et les propriétés de surface (tirée de Ek & Holtslag 2004).

### La Zone Critique : vers une approche interdisciplinaire pour l'étude des couplages entre la surface continentale et l'atmosphère en milieux complexes

Des initiatives récentes intégrant les transferts latéraux dans les modèles SVAT (Kim, Yeh et al. 2009; Pedinotti, Boone et al. 2012; Maxwell and Condon 2016), ont permis de montrer à l'échelle régionale que la prise en compte des rivières dans les modèles de surface et leur routage avait des impacts importants sur les échanges sol-atmosphère, en particulier autour des réservoirs de surface (Lac, delta intérieur, ...). A méso-échelle (Maxwell, Lundquist et al. 2010) ont développé un modèle couplé (Parflow/CLM/WRF) représentant tous les réservoirs depuis la nappe jusqu'à l'atmosphère, et montré l'impact de la redistribution latérale de l'eau en surface et en profondeur sur le développement d'un système précipitant. Ainsi le schéma de Mickael Ek (Fig. I-1) pourrait être complété par tous les processus hydrologiques modifiant les caractéristiques thermiques et hydriques de la surface. Plus généralement, les initiatives CZEN<sup>3</sup> (Critical Zone Exploration Network) aux USA et RBV<sup>4</sup> (Réseau des Bassin Versants) en France portent une **vision interdisciplinaire du couplage entre hydrologie et climat**. Elles ont fédéré des observatoires/sites expérimentaux, et favorisent l'étude de la **Zone Critique** dans son ensemble. La zone critique est la partie de notre environnement impactée directement et indirectement par les activités humaines. Elle comprend les aquifères, les sols, la biosphère et l'atmosphère. Les réseaux ainsi constitués permettent l'étude des évolutions hydrologiques dans

<sup>3</sup> <http://www.czen.org/>

<sup>4</sup> <http://rnbv.ipgp.fr/>

un environnement donné, mais surtout de comparer ces évolutions en fonction des climats, de la topographie, de la lithologie, des perturbations humaines, de l'activité biologique, ... En particulier, la compréhension et la caractérisation des transferts d'eau, de CO<sub>2</sub>, etc. entre les différents réservoirs de la Zone Critique, ainsi que la variabilité spatiale de ces transferts dans un contexte d'évolution, sont des questions centrales pour comprendre les couplages au sein de la Zone Critique.

Etudier les interactions/couplages entre les différents réservoirs de la zone critique nécessite de mieux caractériser la variabilité spatiale et temporelle des flux entre compartiments. Cependant leur observation reste encore très difficile. En particulier, les incertitudes associées aux mesures d'évapotranspiration sont souvent importantes (~10 à 20%) avec un manque systématique pour clore le bilan d'énergie (Foken, Wimmer et al. 2006). D'autre part, la variabilité des processus entraîne une grande **variabilité spatiale et temporelle des échanges sol/atmosphère**. Ainsi, une mesure à l'échelle de la parcelle (~ha) renseigne peu sur les échanges aux échelles supérieures, car les milieux naturels sont par nature hétérogènes. Depuis que les méthodes de mesures "directes" de l'évapotranspiration ont été éprouvées entre les années 1970 et 2000 (Kaimal, Wyngaard et al. 1968; Aubinet, Grelle et al. 2000) des **réseaux de mesures** ont été mis en œuvre afin de renseigner cette variabilité spatiale (Fluxnet<sup>5</sup>, ICOS<sup>6</sup>, AMMA-CATCH<sup>7</sup>...). Chaque nœud du réseau permet ainsi de caractériser un type d'état de surface dans un contexte climatique (et géologique ?) donné. Ces réseaux sont très précieux et permettent d'ores et déjà des études globales de premier rang (Jung, Reichstein et al. 2010; Groenendijk, Dolman et al. 2011). Cependant, de larges zones ne peuvent être documentées de cette manière car elles sont trop hétérogènes pour que les moyens de mesures éprouvés sur couvert homogène y soient pertinents. Pour ces milieux dits complexes, la difficulté de l'interprétation des observations s'ajoute aux précédentes difficultés, car pour ces milieux, les écoulements et les échanges deviennent souvent tridimensionnels.

**Les milieux complexes** sont caractérisés par une occupation du sol et/ou par des propriétés hydriques variables spatialement, et/ou par une topographie marquée. Ils concernent 70% des surfaces continentales (Noppel and Fiedler 2002). Dans l'atmosphère, ces hétérogénéités induisent des **circulations atmosphériques locales** (Whiteman 2000; Finnigan 2004; Patton, Sullivan et al. 2005) qui mettent en défaut les hypothèses nécessaires à l'interprétation des mesures de flux. En particulier, l'hypothèse d'homogénéité horizontale de la surface qui permet de ne pas considérer de transport horizontal entre la surface et le capteur placé quelques mètres au-dessus, ne peut plus être formulée. La problématique du transfert d'échelle entre ce qui peut être mesuré et interprété à l'échelle ponctuelle, et ce qui doit être modélisé pour étudier les zones critiques, n'est pas récente. Par exemple, de nombreux travaux ont été publiés sur l'agrégation des caractéristiques de surface de manière à prescrire une condition à la limite aux modèles atmosphériques prenant en compte les hétérogénéités de rugosité et assurer le développement correspondant de la couche limite atmosphérique (Savelyev and Taylor 2005; Bou-Zeid, Parlange et al. 2007). Patton et al (2005) ont montré que pour des hétérogénéités d'humidité du sol, la longueur d'onde de ces hétérogénéités affectait peu le développement de la couche limite mais que les profils des variables d'état ainsi que les profils turbulents étaient très variables horizontalement. Ainsi des mesures en un seul point ne peuvent suffire à caractériser le flux moyen et les profils turbulents moyens pour une zone hétérogène. Par ailleurs, le transport de chaleur d'une zone sèche à une zone humide peut affecter les mesures de manière intermittente et les rendre difficiles à interpréter (Green, Green et al. 2000). De même, dans les zones montagneuses, la variabilité spatiale liée aux hétérogénéités de surface rend difficile les observations des échanges sol/atmosphère, que ce soit pour le bilan radiatif (Matzinger,

---

<sup>5</sup> <http://fluxnet.ornl.gov/>

<sup>6</sup> <http://www.icos-infrastructure.eu/>

<sup>7</sup> <http://www.amma-catch.org/>

Andretta et al. 2003) ou pour les échanges de chaleur (Rotach and Zardi 2007). En effet les reliefs marqués (pentes fortes, vallées étroites) conduisent des écoulements atmosphériques intermittents (Eigenmann, Kalthoff et al. 2011), et complexifient le bilan d'énergie à la surface en ajoutant des termes d'advection horizontale et verticale (Rotach, Andretta et al. 2008).

De même, les zones montagneuses, ou les zones de socle, ont un sous-sol qui est composé de structures géologiques et pédologiques avec des géométries complexes et des propriétés hydrodynamiques contrastées. Dans ces milieux, ces géométries sont susceptibles de générer des gradients hydrauliques et ainsi des transferts latéraux qui redistribuent l'eau en surface et dans le sol à des échelles très variables dans le temps et dans l'espace. Le ruissellement de surface assure ces transferts à l'échelle événementielle, alors que les processus sous-terrains assurent des transferts plus lents et garantissent souvent les débits d'étiage dans les cours d'eau à l'échelle saisonnière. Ainsi la source de Jean de Florette permet lorsqu'elle n'est pas obstruée, d'irriguer des champs d'œillet ou d'alimenter des élevages de lapins alors qu'il ne pleut pas sur le vallon (Pagnol 1963). A plus grande échelle, tous les grands fleuves transportent des quantités d'eau très importantes qui alimentent des deltas, des mers ou tout simplement se perdent dans les océans. Par exemple, le delta intérieur du fleuve Niger est alimenté par les pluies qui tombent sur les reliefs du Fouta Djallon à plusieurs centaines de km de distance, formant ainsi une zone humide de 64 000 km<sup>2</sup> où il pleut moins de 400mm par an (Conway, Persechini et al. 2009). La distribution spatiale de l'évapotranspiration est directement impactée par ces transferts latéraux (Maxwell, Lundquist et al. 2010; Pedinotti, Boone et al. 2012).

L'étude du devenir des ressources en eau dans les milieux complexes, et celle des rétroactions de ces milieux sur l'atmosphère, se heurtent ainsi à deux grandes difficultés. D'une part, les réponses hydrologiques sont le résultat de l'interdépendance de nombreux processus hydrologiques bien sûr, mais aussi eco-physiologiques, micro-météorologique,... La quantification de l'évapotranspiration ne peut pas se faire sans considérer ces interdépendances. D'autre part, les milieux complexes sont sujets aux interactions d'échelle, c'est-à-dire que pour une étude à une échelle donnée, les processus d'échelles inférieures sont susceptibles d'affecter de manière non linéaire les réponses hydrologiques. Les caractéristiques moyennes d'un sol, d'une surface, d'une topographie, de végétation, ne sont plus représentatives du milieu. Il est donc nécessaire pour l'étude de ces milieux de développer à la fois des outils de caractérisation agrégateur afin d'étudier les réponses aux échelles d'intérêt (bassin versant, ensemble de parcelle, etc.), et à la fois des outils de modélisation permettant d'apporter des réponses aux questions d'interactions d'échelles et de processus.

### **Etude de la variabilité de l'évapotranspiration**

Dans ce contexte, **la thématique de recherche que je porte au LTHE** vise à mettre en œuvre des **méthodologies expérimentales**, mais aussi des outils de **modélisation** à des échelles adaptées, pour **quantifier les échanges entre la surface continentale et l'atmosphère**, en particulier l'évapotranspiration, dans les **zones complexes**, et **caractériser leur distribution spatiale** et les échelles de variabilité associées. Ces travaux sont menés à **l'échelle dite du 'paysage'**, c'est-à-dire la mosaïque de parcelles, s'étendant du km<sup>2</sup> à quelques dizaines de km<sup>2</sup>. Fort des apports de la communauté nationale et internationale, j'ai pu développer au LTHE une expertise concernant la mise en œuvre, en milieux complexes, de scintillomètres pour estimer les flux de chaleur sensible et latent à l'échelle de l'unité hydrologique (~km<sup>2</sup>). L'évaluation de cette méthodologie s'appuie d'une part sur des mesures locales par les techniques classiques d'Eddy-covariance lorsque cela est possible, d'autre part sur des études de bilan d'eau et d'énergie à l'échelle du bassin versant, unité hydrologique intégratrice des écoulements, et enfin sur la capacité des modèles atmosphériques et hydrologiques à produire des champs distribués de flux de surfaces à des résolutions de l'ordre de ~100x100m.

Ce document a pour objectif de présenter ma démarche scientifique pour estimer les flux de surface dans les milieux complexes, et les contributions que j'ai apportées à ce domaine de recherche. Cette démarche s'appuie principalement sur l'étude et la description de la couche limite atmosphérique, lieu où les observations sont réalisées. Quelques rappels synthétiques sur les fondements théoriques permettant de décrire la couche limite atmosphérique sont proposés dans le chapitre II. Ils sont nécessaires pour identifier les difficultés associées à l'étude des milieux complexes et pour décrire les principes et les hypothèses sous-jacentes à l'observation et à l'estimation des flux de surface dans ce contexte. Le chapitre III présente les moyens de mesure que j'ai pu utiliser et avec lesquels j'ai développé des méthodologies originales. Ces instruments, en particulier des scintillomètres, ont été mis en œuvre dans le cadre de différentes campagnes de mesures. Les résultats de ces campagnes sont présentés dans le chapitre IV. Elles concernent d'une part des études sur surfaces homogènes et d'autre part sur surfaces hétérogènes et illustrent la variabilité spatiale et temporelle de l'évapotranspiration pour des couverts complexes. L'attribution de l'origine de cette variabilité a suscité la mise en œuvre d'outils de modélisation c'est-à-dire la modélisation Sol-Végétation-Atmosphère, la modélisation atmosphérique des grandes échelles (LES) et la modélisation hydrologique distribuée, autant d'outils pouvant simuler la distribution spatiale et temporelle de l'évapotranspiration. Les résultats de ces travaux sont présentés dans le chapitre V. Ce chapitre présente en particulier une évaluation des modèles Sol-Végétation-Atmosphère pour leur capacité à simuler des flux d'évapotranspiration.

Ces différentes expériences ouvrent sur le développement de nouveaux outils et de nouvelles stratégies pour étudier l'évapotranspiration. Ces perspectives sont présentées dans un VI<sup>ème</sup> chapitre. Elles concernent premièrement des développements instrumentaux basés sur la scintillométrie. D'une part la scintillométrie micro-onde permet une estimation plus directe de l'évapotranspiration à l'échelle du paysage. D'autre part, les nouvelles technologies basées sur l'analyse de front d'onde offrent de nouvelles perspectives pour l'observation distribuée des flux de surface. En particulier le développement de ces nouvelles technologies permettra des estimations plus fiables de l'évapotranspiration et permettra de mieux apprécier la variabilité spatiale des échanges surface/atmosphère. Dans le cadre de mon projet, ces nouveaux instruments seront mis en œuvre pour l'étude de la zone critique.

Mes perspectives concernent d'autre part l'utilisation des outils de modélisation hydrologique à base physique pour étudier la distribution spatiale des échanges sol atmosphère, leur impact sur les processus hydrologiques et in-fine leur impact sur la distribution spatiale de la ressource en eau. Ces simulations seront mises en œuvre à différentes échelles. A l'échelle de l'unité hydrologique élémentaire ou de l'observation scintillométrique pour cartographier l'évapotranspiration, et identifier les processus hydrologiques responsables de leur distribution spatiale. A plus grande échelle, ces simulations permettront de caractériser les régimes d'évapotranspiration et de mieux contraindre des simulations réalisées au sein de l'équipe que j'anime, à méso échelle et à l'échelle régionale.

L'évaluation de ces simulations hydrologiques nécessite des observations distribuées pour lesquelles la télédétection propose des produits en particulier pour l'évapotranspiration. Une partie des développements réalisés dans le cadre de mes travaux trouve des applications pour l'élaboration de ces produits. Ces développements concernent d'une part l'évaluation de ces produits car les observations que je réalise à l'échelle du paysage sont à une échelle adaptée à ces observations satellitaires. D'autre part, plusieurs projets de mission satellite permettant l'observation thermique de la surface à haute résolution spatiale et temporelle (ECOSTRESS, THIRSTY) permettront d'élaborer des produits d'évapotranspiration mieux contraints. Dans ce cadre je développe des collaborations pour valoriser les méthodologies que j'ai mises en œuvre à l'échelle locale, en particulier pour le calcul des flux de conduction. Enfin La modélisation

hydrologique régionale nécessite des données distribuées des caractéristiques lithologiques. Des méthodes d'attribution basée sur la réponse thermique des surfaces seront explorées.

Tous ces développements, instrumentaux, et de modélisation, sont d'ores et déjà initiés à différents niveaux de maturité. Ils sont illustrés par des travaux en cours.



## II. Processus de Couche Limite atmosphérique

Ce chapitre présente de manière synthétique les outils théoriques sur lesquels s'appuie le micro-météorologiste qui étudie la couche limite atmosphérique. Si la plupart des développements peuvent être trouvés dans les ouvrages et la littérature scientifique, la présentation qui en est faite ici rassemble les concepts permettant d'aborder les milieux complexes. En particulier l'énergie disponible à la surface pour le développement de la couche limite atmosphérique est illustrée par sa variabilité spatiale. Les équations de conservation sont présentées afin de pouvoir identifier dans le chapitre suivant comment les hétérogénéités de couvert ou de topographie sont susceptibles d'impacter les observations dans la couche limite atmosphérique. Un résumé des développements récents associés à la théorie des similitudes est aussi proposé car, au-delà de leurs aspects unificateurs, ils offrent de nouvelles perspectives pour qualifier les observations pour les situations où l'homogénéité horizontale n'est plus respectée. Enfin les notions de hauteur de couche limite mélangée et de hauteur de diffusion sont définies car elles permettent de définir à partir de quelle altitude une surface hétérogène pourra être regardée, pour des conditions atmosphériques données, comme une surface homogène. Par ailleurs, si les développements méthodologiques présentés pour l'estimation du stockage d'énergie dans le sol sont reconnus, ils offrent des perspectives pour le développement de produits satellites qui seront présentées en fin de manuscrit. Enfin, les illustrations proposées ont majoritairement été réalisées avec des données personnelles publiées, mais remises en forme à des fins pédagogiques.

### II-1. Phénoménologie dans la couche limite atmosphérique

La couche limite atmosphérique (CLA) est la partie de l'atmosphère sous l'influence mécanique et thermique de la surface terrestre, pour des échelles de temps horaires. Bien que certaines définitions de la zone critique limitent son extension à la cime des arbres, la Couche Limite Atmosphérique est partie intégrante de Zone Critique tel que définie par le CZEN<sup>8</sup>. En effet, qu'il s'agisse de la genèse de la convection, des précipitations et des processus d'évaporation, ou encore de l'érosion éolienne, la couche limite atmosphérique interagit en premier lieu avec la végétation et le sol. Elle interagit aussi indirectement avec les réserves en eau souterraine lorsque celles-ci maintiennent le fonctionnement de la végétation et la transpiration ou alimentent des rivières et des zones de talweg humide souvent associées à la formation de cool pool et de brouillard. Enfin, à plus grande échelle, la formation de mers, de lacs ou deltas intérieurs comme celui du fleuve Niger impactent la dynamique de la CLA et des systèmes précipitants (Taylor 2010).

---

<sup>8</sup> "It is a living, breathing, constantly evolving boundary layer where rock, soil, water, air, and living organisms interact. These complex interactions regulate the natural habitat and determine the availability of life-sustaining resources, including our food production and water quality". (<http://www.czen.org/about>)

Les échanges d'énergie à la surface (la quantité de mouvement, chaleur) pilotent la dynamique et la structure de la CLA ainsi que son épaisseur. Son extension verticale est très variable d'un lieu à un autre, ou d'un instant de la journée à un autre. Ainsi le type de surface, la couverture végétale, les caractéristiques hydriques du sol d'une part, et les cycles diurnes et saisonniers d'autre part entraînent une grande variabilité spatiale et temporelle des caractéristiques de la CLA. Son épaisseur varie typiquement de quelques mètres au-dessus des pentes fortes, à plusieurs kilomètres au-dessus des surfaces chaudes sur lesquelles se développent des structures thermiques. L'épaisseur de la couche limite peut être observée par le randonneur lorsque celui-ci observe la vallée remplie d'une brume de pollution, conformément au schéma de CLA en zone de montagne proposé par (Rotach and Zardi 2007). En plaine, la hauteur de la CLA est souvent marquée par de petits cumulus dont la base se situe dans la couche limite et la tête dans le bas de l'atmosphère libre où, dans des conditions de temps calmes, ils s'évaporent (Fig. II-1). Au-dessus d'une surface homogène, ces nuages marqueurs des ascendances, « s'organisent » en fonction des grandes structures thermiques. Celles-ci peuvent être fixées par les hétérogénéités de température en surface dont l'échelle est de l'ordre de celle de la hauteur de la CLA (Patton, Sullivan et al. 2005). Les amateurs de vol libre savent bien repérer ces ascendances pour faire durer un peu plus leur vol.

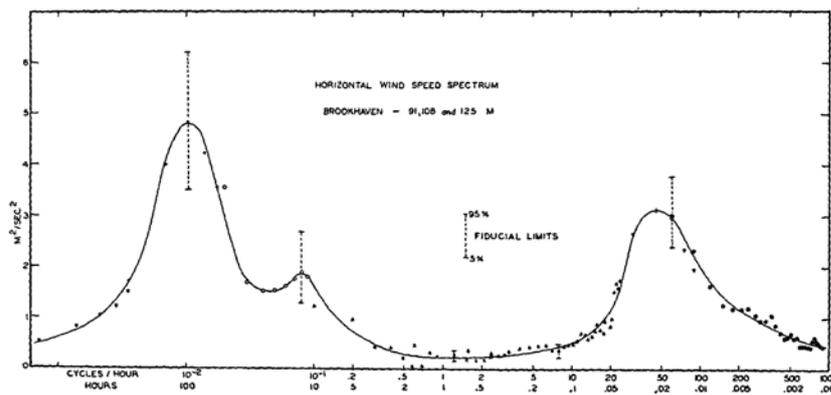


**Fig. II-1:** Petits nuages convectifs (cumulus) marquant le haut de la couche limite atmosphérique au-dessus d'un paysage de savane arbustive au nord Bénin près de Djougou.

Dans l'atmosphère, les écoulements sont principalement turbulents. En effet les forces de viscosité moléculaire permettant de conserver des lignes d'écoulement parallèles entre elles sont négligeables devant les forces d'inertie pour la plupart des écoulements atmosphériques. Ainsi dans un écoulement turbulent, tout incident sur le parcours du fluide venant perturber l'écoulement engendrera des fluctuations des variables d'état autour de leur valeur moyenne caractérisant l'écoulement moyen. Dans la couche limite atmosphérique les processus de genèse de ces mouvements turbulents sont nombreux. Ils peuvent être générés par des processus thermiques, créant ainsi des mouvements de la taille de la couche limite, c'est-à-dire plusieurs centaines à quelques milliers de mètres (von Engeln and Teixeira 2013). Ils peuvent aussi être générés par des obstacles. Par exemple, l'écoulement au-dessus d'une forêt générera sous le vent un sillage constitué de tourbillons dont les plus grands auront la taille de l'obstacle (Dupont, Irvine et al. 2012). Ils peuvent enfin être générés à proximité des interfaces entre deux couches de fluide où le cisaillement du fluide peut entraîner des oscillations de l'interface et pour certaines conditions, des instabilités de Kelvin-Helmholtz et de la turbulence (Fritts and Rastogi 1985; Blumen, Banta et al. 2001).

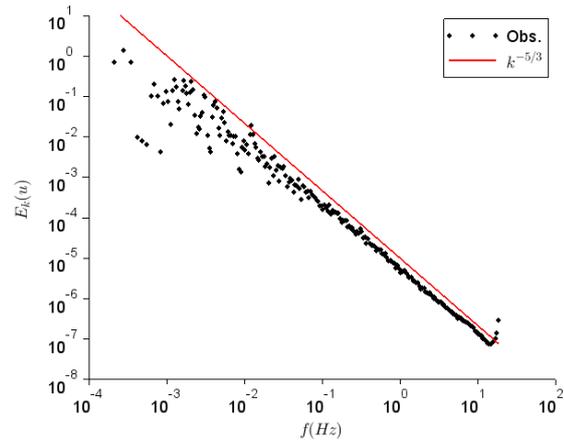
Pour l'étude de la turbulence, la notion d'échelle est fondamentale, qu'il s'agisse des échelles spatiales ou temporelles. En effet les mouvements turbulents sont définis par l'ensemble des fluctuations autour du mouvement moyen. Dans toute la gamme de variabilité des mouvements de l'écoulement atmosphérique, il est donc nécessaire d'identifier ce qui sera

l'écoulement moyen et ce que seront les fluctuations autour de celui-ci. S'il est relativement aisé de produire un écoulement moyen dans une veine aéraulique où l'on contrôle le débit, le milieu naturel est plus capricieux. Ainsi, pour l'étude de la turbulence atmosphérique, la définition de l'écoulement moyen est moins triviale. Toutefois, (Van der Hoven 1957) montra que l'on pouvait, dans une certaine mesure, séparer les échelles des mouvements turbulents (pic de droite sur la Fig. II-2) et celles des mouvements synoptiques « moyens » induits par la circulation générale et dans une moindre mesure par les phénomènes de brises associées aux cycles diurnes (pics de gauche sur la Fig. II-2). Ainsi l'étude de la turbulence dans la couche limite atmosphérique concerne des mouvements, ou des tourbillons, dont la taille (respectivement la durée) s'étend sur une gamme allant du kilomètre (resp. la demi-heure), à l'échelle de dissipation, c'est-à-dire le centimètre (resp. le centième de seconde). Entre ces deux échelles, (Kolmogorov 1941) a montré par une analyse dimensionnelle, que pour une turbulence homogène et isotrope, l'énergie des tourbillons formés aux grandes échelles était transmise à des tourbillons plus petits selon une loi d'échelle en  $\kappa^{-5/3}$  où  $\kappa = 2\pi/l$  (resp  $2\pi u/l = 2\pi/T$ ) est le nombre d'onde inversement proportionnelle à la taille  $l$  des tourbillons (resp la période  $T$ ). Cette cascade d'énergie opère jusqu'à l'échelle de dissipation  $l_0$  (de l'ordre de quelques mm) où l'énergie est dissipée en chaleur par frottement visqueux. Bien que non démontré analytiquement à ce jour, ce résultat est très robuste dans la couche limite atmosphérique, même pour des conditions de surface parfois hétérogène comme le montre la Fig. II-3 obtenue lors de travaux pratiques par des étudiants de l'Université Joseph Fourier.



**Fig. II-2:** Distribution en fréquence d'une série temporelle de la vitesse horizontale du vent mesurée à Brook-Haven (Van der Hoven 1957). Les grandes (resp petites) oscillations lentes (resp rapides) sont à gauche (resp à droite)

La CLA peut donc être considérée comme une couche de fluide en écoulement turbulent avec deux conditions aux limites. La première est l'atmosphère libre qui impose un forçage avec des échelles de temps de l'ordre de la centaine d'heure, et qui limite le développement de la convection avec des gradients thermiques positifs (couche d'inversion). Cette interface est aussi le lieu de mélange entre les deux masses d'air, l'entraînement de l'atmosphère libre dans la couche limite, produisant des fluctuations des variables thermodynamiques, fluctuations qui sont advectées au cœur de la couche limite (Patton, Sullivan et al. 2005). La deuxième condition à la limite est la surface du sol qui impose d'une part une condition d'adhérence (vitesse nulle) et d'autre part des conditions thermiques qui imposent une température de surface et/ou un flux de chaleur. Ces conditions thermiques résultent des échanges d'énergie à la surface par les processus radiatifs, par la convection et la conduction. La dynamique de ce forçage est principalement imposée par la dynamique du cycle diurne qui rythme le développement de la CLA, en interaction avec les hétérogénéités de surface comme par exemple la topographie ou la végétation. Le chapitre suivant présente les équations de conservation qui permettent d'une part de formaliser le forçage de la surface et d'autre part de donner le cadre théorique pour la caractérisation des différentes sources de la turbulence dans la couche limite atmosphérique.



**Fig. II-3:** distribution fréquentielle d'énergie cinétique obtenue lors d'un TP avec des étudiants de Master 1 mécanique à l'Université Joseph Fourier (Grenoble) dans des conditions « non-idéales ».

## II-2. Equations de conservation et Turbulence

Avant de rentrer dans la description de l'écoulement d'un fluide dans la couche limite atmosphérique, ce chapitre présente les caractéristiques de la condition limite à la surface, en particulier en décrivant son bilan d'énergie. Ce bilan permet d'une part de définir l'énergie disponible pour les échanges turbulents entre la surface et l'atmosphère. Il constitue d'autre part, une équation incontournable pour qualifier la qualité des observations des échanges entre la surface et l'atmosphère. Cette partie sera complétée par une description de l'instrumentation nécessaire pour la mesure de l'énergie disponible pour les échanges.

Les deuxième et troisième parties décrites dans ce chapitre concernent d'une part les équations de conservation (masse, quantité de mouvement, énergie) permettant de décrire les écoulements et d'autre part, leur développement pour les écoulements turbulents. Lord O. Reynolds a posé les fondements de la théorie de la turbulence (Reynolds 1895) qui restent encore aujourd'hui incontournables (Launder 2015). En son temps, les concepts développés apparurent quelque peu obscur aux éditeurs (Lord Rayleigh) comme en témoignent les échanges avec les rapporteurs Sir G. Stokes et H. Lamb: « I think the paper should be published in the Transactions as containing the views of its author on a subject which he has to a great extent created, although much of it is obscure, and there are some fundamental points which are not clearly established ». Il faut bien reconnaître qu'il faut un peu de temps pour assimiler ces outils et qu'il est souvent nécessaire de se replonger dans ces développements théoriques afin de parfaire sa propre représentation de la turbulence ; « message que je laisse en particulier aux étudiants ». L'objectif de ce chapitre n'est pas de faire une description détaillée de la théorie de la turbulence mais de donner quelques clefs permettant d'en comprendre les principes théoriques et d'identifier les difficultés lorsque l'on s'intéresse aux milieux complexes.

Enfin, lorsque l'on étudie la couche limite atmosphérique, on ne peut se satisfaire des développements de Lord O. Reynolds car il est nécessaire de conserver le terme de gravité pour prendre en compte les effets thermiques et la convection. Ceux-ci sont essentiellement décrits par la théorie des similitudes de Monin et Obukhov (Monin and Obukhov 1954) reportée dans la

quatrième partie. Dans chaque partie des commentaires seront proposés pour expliciter l'impact des hétérogénéités de surface associés aux milieux complexes.

### II-2.1. Equation de conservation à l'interface sol/atmosphère

#### a) *Le bilan d'énergie à la surface*

Afin d'explicitier les différents échanges d'énergie à la surface, on considère dans un premier temps la surface comme une couche de sol d'épaisseur nulle qui, par conséquent, ne stocke pas d'énergie. Cette couche de sol est surmontée d'une couche de végétation. On considère que les caractéristiques de cette surface sont des moyennes spatiales des caractéristiques locales agrégeant ainsi les hétérogénéités de la surface. Cette interface reçoit d'abord le rayonnement solaire direct et diffus ( $S_w^\downarrow$ ), rayonnement dit de courte ( $0.3\mu m < \lambda < 3\mu m$ ) longueur d'onde ( $\lambda$ ), et le rayonnement atmosphérique de grande ( $3\mu m < \lambda < 100\mu m$ ) longueur d'onde ( $L_w^\downarrow$ ). Une part  $aS_w^\downarrow$  du rayonnement courte longueur d'onde est réfléchi.  $a$  est l'albedo de la surface, c'est à dire le coefficient de réflexion hémisphérique global pour toutes les longueurs d'ondes. De même une part  $(1-\varepsilon)L_w^\downarrow$  du rayonnement de grande longueur d'onde est réfléchi par la surface.  $\varepsilon$  est l'émissivité du sol correspondant, par extension de la loi de Kirchhoff, au coefficient d'absorption de la surface pour la plage de longueur d'onde Infra Rouge considérée. Enfin, la surface émet un rayonnement de grande longueur d'onde qui est fonction de sa température  $T_s$  selon la loi de Stefan-Boltzman  $\varepsilon\sigma T_s^4$ . Ainsi la surface reçoit un rayonnement net  $R_n$  somme algébrique de ces différentes contributions et exprimé dans la partie gauche de l'équation (2.1). Une partie de cette énergie reçue par rayonnement se diffuse dans le sol par conduction ( $G$ ) ou peut être stockée dans la canopée ( $S$ ). La différence  $Rn - G - S$  est appelé énergie disponible, c'est-à-dire disponible pour les échanges turbulents. Ils sont constitués par les processus d'évaporation et de transpiration ( $LE$ ) et par les processus de convection ( $H$ ) qui chacun fournit ou prend de l'énergie à l'atmosphère.

$$(1-a)S_w^\downarrow + \varepsilon L_w^\downarrow - \varepsilon\sigma T_s^4 = R_n = G + H + LE + S \quad (2.1)$$

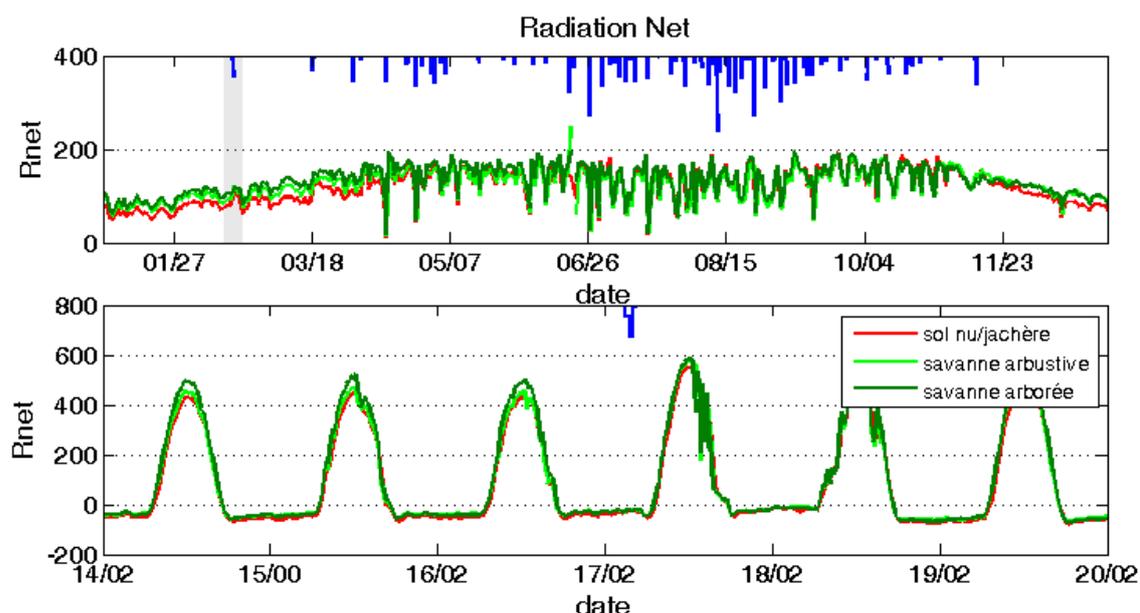
#### b) *Le bilan radiatif*

Les différents termes du bilan radiatif ne sont pas les plus difficiles à observer, dans la mesure où des capteurs spécifiques existent et produisent des mesures de bonne qualité. En milieu complexe les hétérogénéités de couvert d'une part, et la topographie d'autre part sont susceptibles de produire des erreurs et/ou des incertitudes. Concernant les effets de relief ou de pente, le rayonnement net doit être mesuré parallèlement à la surface (Hoch and Whiteman 2010) essentiellement pour prendre en compte les effets directionnels du rayonnement direct incident (Matzinger, Andretta et al. 2003) et plus globalement pour la bonne orientation de l'hémisphère contribuant au rayonnement incident. D'après ces auteurs, une attention particulière doit être portée lors de l'installation des capteurs en considérant la pente moyenne dans le champ de vision du capteur (voir Fig. II-4). Evidemment, les effets d'ombrage de la ligne de crête peuvent être très importants en zone de montagne et ils sont pris en compte dans les modèles de bilan radiatif comme en témoigne l'abondante littérature sur le sujet (Müller and Scherer 2005; Senkova, Rontu et al. 2007; Lee, Liou et al. 2011; Manners, Vosper et al. 2012).



**Fig. II-4:** mesure micro-météorologique sur les pentes du Grand Colon (Isère). Les capteurs de rayonnement (CNR2 – Kipp&Zonen et CGR4 – Kipp&Zonen) sont placés parallèlement à la pente 31°.

A petite échelle (~ha) le bilan radiatif est également variable et dépend du type de couvert (Fig. II.5), de la micro-topographie, du type de sol, de sa couleur, de la température (Ahrends, Oberbauer et al. 2012), de l'humidité dans le proche sous-sol, ... Cette variabilité à petite échelle est encore peu documentée mais peut entraîner plusieurs dizaine de  $W/m^2$  d'incertitude à l'échelle de « l'empreinte » (voir §III-5) d'une mesure d'évapotranspiration par Eddy-Covariance (Wohlfahrt and Tasser 2015) ou par scintillométrie (Guyot 2010).



**Fig. II-5:** Séries temporelles du rayonnement net mesurées sur 3 couverts distincts de jachère, de savane arbustive et de savane arborée au nord Bénin ( $9^{\circ}44' N, 1^{\circ}36' E$ ) dans un rayon de moins d'1km. a) moyennes journalières pour l'année 2009. b) cycles diurnes autour d'un événement pluvieux pour la période grisée sur a). Données utilisées dans (Guyot, Cohard et al. 2012)

A titre d'exemple, la figure II-5 présente des mesures de 3 capteurs de rayonnement net (1 CNR1 et 2 CNR2 inter-calibrés) pour 3 couverts majoritaires du nord Bénin, à savoir, les jachères, les savanes arbustives et les savanes arborées. Si ces couverts peuvent paraître semblables vu du ciel (Photo Google Earth – Fig. II-5a), la proportion de végétation ligneuse affecte de manière non négligeable le rayonnement net, en particulier pendant la saison sèche couvrant les mois de décembre à mars. Ces différences représentent  $\pm 25\%$  ( $\pm 25\text{W/m}^2$ ) de la moyenne journalière ( $\sim 100\text{W/m}^2$ ), soit de l'ordre de  $70\text{W/m}^2$  autour du maximum journalier (Fig. II-5b et II-5c). Pour ces couverts, les différences s'estompent pendant les mois humides (de Mai à Novembre), lorsque de la végétation herbacée recouvre le sol, mais peuvent encore atteindre  $20\text{W/m}^2$  en moyenne journalière entre la savane arborée et la savane arbustive. Ces observations militent pour distribuer ces observations, en particulier lorsque l'on s'intéresse au bilan d'énergie dans les milieux complexes.

c) *Flux dans le sol*

Les processus de conduction dans le sol, sont connus depuis le début du XIXème siècle grâce à Joseph Fourier et son ouvrage « Théorie analytique de la chaleur » (1822). La difficulté réside dans la caractérisation des propriétés thermiques des sols qui sont très variables dans le temps, fonction en particulier de l'humidité, variables en profondeur et dans leur distribution spatiale horizontale. Ainsi, le flux de chaleur dans le sol est une source d'incertitudes et d'erreurs systématiques importantes lorsque l'on cherche à fermer le bilan d'énergie (Heusinkveld, Jacobs et al. 2004; Leuning, van Gorsel et al. 2012). La première source d'erreur est notre incapacité à mesurer ce flux à la surface c'est à dire  $z = 0$ , si tant est que nous soyons capable de définir sans équivoque l'altitude  $z = 0$  d'un sol naturel avec la précision requise ( $< \text{cm}$ ). En effet les variations de température dans les premiers centimètres de la surface peuvent atteindre plusieurs degrés, et entraîner des variations de flux allant du simple au double entre une mesure à  $10\text{cm}$  et la mesure recherchée à la surface (voir figure II-6). Ce flux de chaleur est défini par la loi de Fourier. Il s'exprime à une profondeur  $z$  par l'éq. (2.2), où  $\lambda$  est la conductivité thermique.  $T(x, y, z, t)$  est la température du sol régie par l'équation de la chaleur, exprimée en 1D par (2.3) où  $\alpha_T$  est la diffusivité du sol pour la chaleur fonction également de la profondeur  $z$  et du temps  $t$ .

$$G_z = -\lambda \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_z \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \alpha_T \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \quad (2.3)$$

Globalement toutes les méthodes de mesures de flux (Liebethal and Foken 2007) consistent à mesurer un gradient de température, que ce soit par l'intermédiaire d'une plaque à flux ou directement avec des thermocouples. Ainsi, à partir de deux mesures de température  $T_1$  et  $T_2$  aux profondeurs  $z_1$  et  $z_2$ , le flux de chaleur  $G_{z_m}$  à la profondeur  $z_m$  s'exprime par l'éq. (2.4).

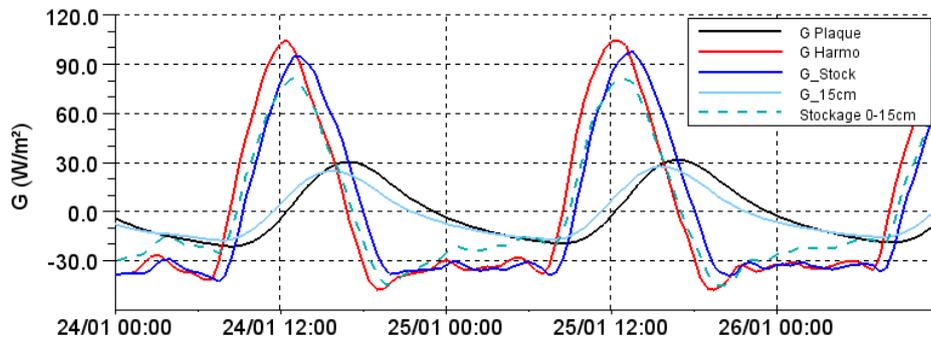
$$G_{z_m} = -\lambda \frac{T_2 - T_1}{z_2 - z_1}; \quad \text{avec} \quad z_m = \frac{z_1 + z_2}{2} \quad (2.4)$$

Deux problèmes se posent alors: la détermination de la conductivité thermique du sol et l'extrapolation du flux  $G_{z_m}$  à la profondeur  $z_m$  au flux  $G_0$  en surface ( $z = 0$ ). Pour le deuxième point, il est communément admis qu'il est nécessaire de corriger le flux  $G_{z_m}$  en profondeur par un terme de stockage correspondant à l'énergie permettant l'augmentation de la température de la couche entre  $z = 0$  et  $z = z_m$  (Leuning, van Gorsel et al. 2012). Le terme de stockage  $S_{z_m}$  est

donné par l'éq. (2.5) où  $\rho_G$  et  $c_{p_G}$  sont respectivement la densité et la capacité calorifique du sol. Ce terme est en général calculé par l'expression à droite de l'éq. (2.5) lorsque l'on fait l'hypothèse que les propriétés thermiques ne changent pas entre 0 et  $z_m$  et que les variations temporelles de  $T_1$  sont représentatives des variations de température entre 0 et  $z_m$ .

$$S_{z_m} = \int_0^{z_m} \rho_G c_{p_G} \frac{\partial T}{\partial t} dz \approx \rho_G c_{p_G} \frac{\partial T_1}{\partial t} (z_2 - z_1) \quad (2.5)$$

La figure II-6 montre pour une conductivité thermique de  $1 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$  le flux  $G_{15}$  ( $z = 15\text{cm}$ ) calculé (éq 2.4) à Nalohou (Bénin) pendant 48h00 à partir de deux températures à 10cm et à 20cm (courbe bleue claire) et le terme de stockage  $S_{15}$  (éq. 2.5 avec  $T_1$  mesuré à 10cm) dans la couche de sol 0-15cm (pointillés bleus clairs). On peut remarquer la bonne concordance de  $G_{15}$  avec la mesure de la plaque à flux à la même profondeur (courbe noire). On remarque d'autre part, que la part d'énergie stockée dans les 15 premiers centimètres correspond à plus de 2/3 du flux de chaleur à la surface  $z = 0$  ( $G_{15} + S_{15}$ , courbe bleue foncée). Enfin on peut également noter le déphasage d'environ 4h00 entre les flux obtenus à  $z = 15\text{cm}$  et  $z = 0$ .

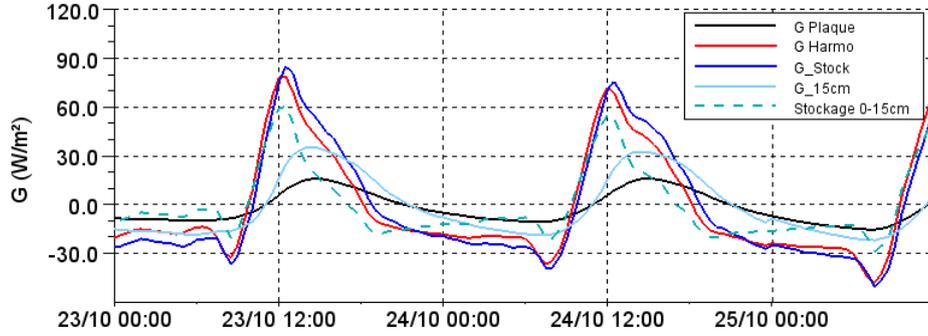


**Fig. II-6:** Flux dans le sol pour 2 jours successifs de saison sèche à Nalohou (Bénin) : mesuré avec une plaque à flux (Hukseflux - HFP01SC) à 15cm de profondeur (noir), dérivée de la série de Fourier en rouge,  $G_{15}$  en bleu clair, stockage ( $S_{15}$ ) en bleu clair pointillé et ( $G_{15} + S_{15}$ ) en bleu. Données utilisées dans (Mamadou, Cohard et al. 2014)

Le principe des plaques à flux est très similaire à la méthode de gradient et elle nécessite également une correction pour le stockage d'énergie entre la surface et la plaque. Les différences consistent d'une part à un faible écartement entre  $z_1$  et  $z_2$  (quelques mm) et d'autre part, les thermocouples sont noyés dans un matériau de conductivité constante d'environ  $1 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ . La conductivité du sol n'étant pas constante dans le temps ( $0.5 < \lambda < 6 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ ), la différence de conductivité thermique entre le sol et la plaque entraîne des déflexions des lignes de flux et ainsi une erreur de mesure. La figure II-7 illustre ce défaut pour des estimations de  $G$  en fin de saison des pluies lorsque le sol est encore proche de la saturation et que la conductivité thermique atteint des valeurs de  $3.5 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ . D'autre part, la forme de la plaque et sa taille entraînent un contact imparfait entre le sol et la plaque ce qui a pour conséquence d'isoler légèrement la plaque du milieu à caractériser. Enfin en cas de percolation d'eau de pluie, les plaques, imperméables, font barrage au transfert d'eau et peuvent conserver un film d'eau sur leur face supérieure après un évènement pluvieux.

Récemment, (Heusinkveld, Jacobs et al. 2004; Verhoef 2004; Guyot, Cohard et al. 2009) ont mis en œuvre la méthode harmonique proposée par (Van Wijk and De Vries 1963). Cette méthode consiste à modéliser le profil de température dans le sol par des séries de Fourier. La connaissance de 2 séries de température  $T_1$  et  $T_2$  à 2 profondeurs  $z_1$  et  $z_2$  permet d'une part d'obtenir une solution analytique de l'équation de la chaleur (2.3) pour  $T_f(z_G, t)$ , et d'autre part d'estimer la diffusivité du sol  $\alpha_T$  à partir de laquelle la conductivité thermique peut être déduite. Pratiquement, une FFT (Fast Fourier transformation) est appliquée à la série de donnée  $T_1(t)$  pour

calculer les coefficients de la série de Fourier  $C_k$  (norme) et  $\varphi_k$  (phase) de la  $k^{\text{ème}}$  harmonique de période  $\omega_k = 2\pi k / N\delta t$ .  $N$  est le nombre de données utilisées pour le calcul et  $\delta t$  le pas de temps de la série. Pour cette observation, la solution  $T_f(z_G, t)$  de l'équation (2.3) est alors donnée par l'Eq. (2.6) à partir de laquelle on peut calculer analytiquement la dérivée en  $z$  (Eq (2.7)).  $z_\alpha = (2\alpha_T / \omega_k)^{1/2}$  est la profondeur de pénétration de la diffusion. Le flux de chaleur à la surface s'exprime alors simplement par l'Eq. (2.8) avec  $\lambda = \rho_G c_{pG} \alpha_T$ .



**Fig. II-7:** Flux dans le sol pour 2 jours successifs de saison humide à Nalohou (Bénin) : mesuré avec une plaque à flux (Hukseflux - HFP01SC) à 15cm de profondeur (noir), dérivée de la série de Fourier en rouge,  $G_{z=15}$  en bleu clair, Stockage (S15) en bleu clair pointillé et  $(G_{z=15} + S15)$  en bleu. Données utilisées dans (Mamadou, Cohard et al. 2014)

$$T_f(z_G, t) = \sum_k 2.C_k \cdot \exp\left(-\frac{z_G}{z_\alpha}\right) \cdot \sin\left(\omega_k \cdot t + \varphi_k - \frac{z_G}{z_\alpha}\right) \quad (2.6)$$

$$\frac{\partial T_f}{\partial z}(z_G, t) = \sum_k \frac{2 \cdot \sqrt{2} \cdot C_k}{z_\alpha} \cdot \exp\left(-\frac{z_G}{z_\alpha}\right) \cdot \sin\left(\frac{\pi}{4} + \omega_k \cdot t + \varphi_k - \frac{z_G}{z_\alpha}\right) \quad (2.7)$$

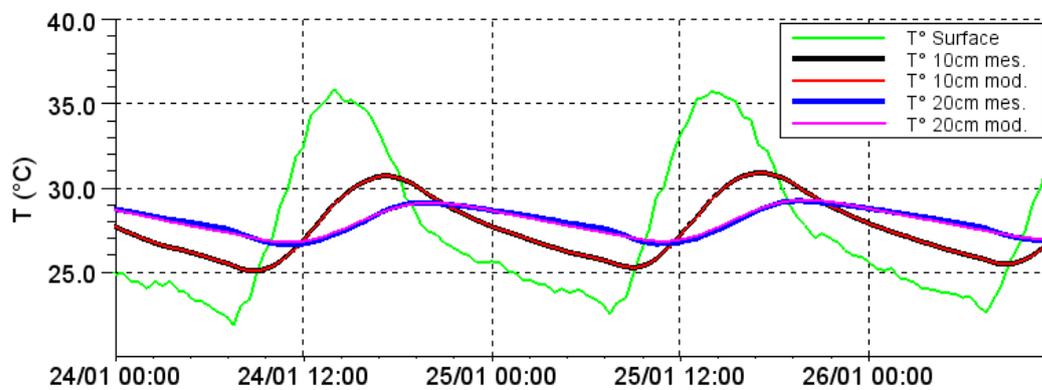
$$G_f(t) = -\rho_G c_{pG} \alpha_T \left. \frac{\partial T_f}{\partial z} \right|_{z_G=0} \quad (2.8)$$

Cette solution  $T_f$  et le flux  $G_f$  dépendent des propriétés thermiques du sol. (Verhoef, van den Hurk et al. 1996) ont montré qu'une bonne estimation du coefficient de diffusion  $\alpha_T$  pouvait être obtenue à partir des différences d'amplitude journalière ( $\Delta_j T_{z1}$ ,  $\Delta_j T_{z2}$ ) des séries  $T_1$  et  $T_2$  (2.9).  $\Delta z = z_2 - z_1$  est la différence de profondeur des mesures de température. Ce calcul simple, obtenu à partir de l'expression de l'harmonique de période  $\omega_j$  de l'éq. 2.6, fonctionne bien lorsque le cycle diurne, n'est pas perturbé par des chutes brusques de température. En cas de pluie les maxima et minima de la série ne sont plus caractéristiques des évolutions périodiques, et ne permettent plus de calculer la diffusion de manière robuste. Il est alors nécessaire de mettre en place des procédures spécifiques pour traiter ces non linéarités.  $\rho_G c_{pG}$  peut être calculé comme une combinaison linéaire entre les caractéristiques du sol sec et celle de l'eau (2.10).  $\theta$  est l'humidité volumique du sol,  $\rho_d \cdot c_{pd}$  la capacité thermique volumique du sol sec et  $\rho_w \cdot c_{pw}$  la capacité thermique volumique de l'eau. Pour le sol de Nalohou (Bénin) pris pour exemple, la densité sèche et la capacité calorifique massique sont celles d'un sol sableux ( $\rho_d = 1600 \text{ kg/m}^3$   $c_{pd} = 850 \text{ J.K}^{-1}.\text{kg}^{-1}$ ).

$$\alpha_T = \frac{\omega_j \Delta z^2}{2 \left[ \ln\left(\frac{\Delta_j T_{z1}}{\Delta_j T_{z2}}\right) \right]^2} \quad (2.9)$$

$$\rho_G \cdot c_{pG} = \rho_d \cdot c_{pd} + \rho_w \cdot c_{pw} \cdot \theta \quad (2.10)$$

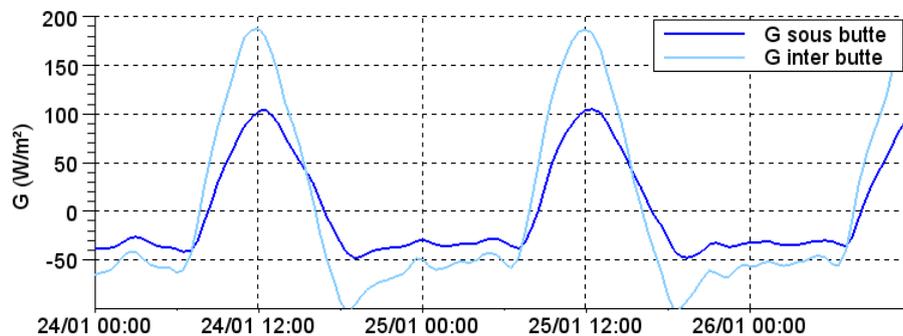
La figure II-8 montre la température  $T_{10}$  mesurée à 10cm (en noir) et  $T_{20}$  à 20cm (en bleu) à Nalohou. Ces deux températures ont été corrigées pour avoir la même moyenne journalière. La série de Fourier de la température à 10cm (rouge) est parfaitement confondue avec  $T_{10}$ . La série solution à 20cm donnée par l'Eq. (2.6) est tracée en rose pour un coefficient de diffusion thermique de  $6.0 \cdot 10^{-7}$  estimé à partir des amplitudes de  $T^\circ$  à 10cm et à 20cm. Elle suit remarquablement bien  $T_{20}$ . La température estimée pour  $z = 0$  est tracée en vert. Le flux  $G$  pour  $z = 0$  calculé à partir de l'eq (2.8) est tracé en rouge sur les figures II-6 et II-7. Ces tracés sont assez proches de ceux calculés par la méthode du stockage décrite ci-dessus, mais montrent un déphasage de quasiment 1h00 explicable par le fait que le terme de stockage a été calculé avec la température à  $T_{10}$  trop profonde pour corriger le déphasage. Ce déphasage est très pénalisant pour le calcul de l'énergie disponible  $R_n - G$  car il entraîne au lever et au coucher du soleil des pics irréalistes de plusieurs dizaines de  $W/m^2$ .



**Fig. II-8:** Température du sol mesurées à 10cm (noir) et 20 cm (bleu) et modélisées à la surface (vert) à 10 cm (rouge) et à 20cm (magenta) pour 2 jours successifs de saison sèche à Nalohou (Bénin). Données utilisées dans (Mamadou, Cohard et al. 2014).

Cette méthode, assez calculatoire, est séduisante car elle permet de relâcher l'hypothèse de linéarité entre  $T_1$  et  $T_2$ , d'éviter le calcul du terme correctif de stockage, et de permettre une estimation du coefficient de diffusion et de la conductivité thermique. Cependant, elle n'est pas sans défauts. Les calculs de FFT nécessitent a priori des séries de données continues à pas de temps constant. Il est également nécessaire que les séries soient périodiques. Si ces conditions ne sont pas remplies, du bruit est alors généré lors du calcul des coefficients de Fourier. Ce bruit sera amplifié pour tous les calculs concernant des profondeurs  $z < z_1$ . En particulier le calcul du flux  $G_{z=0}$  sera bruité. Ainsi, les courbes de flux présentées ci-dessus ont été lissées sur 3 valeurs. D'autre part, afin que les discontinuités associées aux événements pluvieux ne se propagent pas, la procédure est appliquée par sous-période de 3 jours. Enfin toutes ces méthodes sont sensibles à la mesure des profondeurs de chaque thermocouple. Il convient donc de bien mesurer ces profondeurs lors de l'installation avec une précision inférieure au cm. Avec la méthode des harmoniques, on pourra tirer bénéfice de l'estimation de la température en surface  $T_f(z=0)$  en la comparant avec une température de surface mesurée par exemple avec un thermomètre Infra Rouge  $T_{IR}$ . Ces deux séries possèdent des incertitudes associées à la méconnaissance des propriétés thermiques du sol pour  $T_f(z=0)$  et aux propriétés radiatives pour  $T_{IR}$ . En conséquence aucune d'entre elle ne peut être une référence. Toutefois, la dynamique temporelle de  $T_{IR}$  est relativement robuste (si non affectée par des effets directionnels) et peut donc être utilisée pour contrôler le phasage avec la température  $T_f(z=0)$ . La suppression de ce déphasage entre les séries pourra se faire en réduisant les incertitudes sur les profondeurs supposées ( $z_1, z_2$ ) des capteurs de température, ou sur la capacité calorifique du sol  $\rho_d \cdot c_{pd}$ .

Le flux de conduction dans le sol n'est pas homogène spatialement. Il dépend de la composition du sol, des conditions d'humidité en surface, du couvert végétal, de l'ensoleillement.... Les méthodes rappelées ci-dessus ayant une faible représentativité spatiale ( $\sim 100\text{cm}^2$ ), il convient donc comme le rappelle (Leuning, van Gorsel et al. 2012), de multiplier les observations afin de caractériser la gamme de variation de ce flux à l'échelle du site d'observation. A titre d'exemple la figure II-9 présente deux estimations de  $G$  issues de 2 profils de température distants de 2 m sur une jachère, ancienne plantation d'igname au Bénin. L'irrégularité du sol associée aux mottes d'herbacés pérennes rend la surface (le niveau  $z=0$ ) très difficile à identifier. Ainsi ces deux profils, réalisés l'un en inter butte et l'autre sous une butte, permettent de caractériser la variabilité spatiale du site. Il conviendra ensuite d'identifier, si possible, la combinaison linéaire adéquate entre ces 2 observations pour obtenir un flux dans le sol caractéristique de la surface vu par un capteur de rayonnement, vu par un système d'eddy-covariance (voir ci-dessous) ou vu par un scintillomètre (voir §IV-3). Cette variabilité se retrouve également à plus grande échelle (parcelle). Le flux de conduction reste donc une source d'incertitude importante dans la fermeture du bilan d'énergie pour des échelles temporelles infra journalières. Heureusement la majeure partie de l'énergie stockée la journée est relâchée la nuit. Ainsi son bilan journalier est quasiment nul, ce qui permet de minimiser la propagation de l'incertitude liée à son estimation dans les bilans d'énergie à l'échelle journalière ou annuelle. Toutefois la compréhension du cycle diurne des écosystèmes, les estimations satellitaires infra journalières de l'évapotranspiration, ou plus globalement le bilan thermique de notre planète, nécessitent de poursuivre le développement de méthodologies fiables pour estimer ce terme et sa distribution spatiale. Dans le cadre de mes activités futures, des perspectives pour la mise en place de ces procédures sont envisagées en particulier pour l'estimation par satellite de l'énergie disponible et par la suite de l'évapotranspiration (voir §VI-3).



**Fig. II-9:** Flux dans le sol pour 2 jours successifs de saison sèche à Nalohou (Bénin) obtenus par la méthode des harmoniques à partir de 2 profils de température distant de moins de 2m : l'un sous une ancienne butte d'igname (bleu), l'autre sous un inter rang (bleu clair). Données utilisées dans (Mamadou, Cohard et al. 2014).

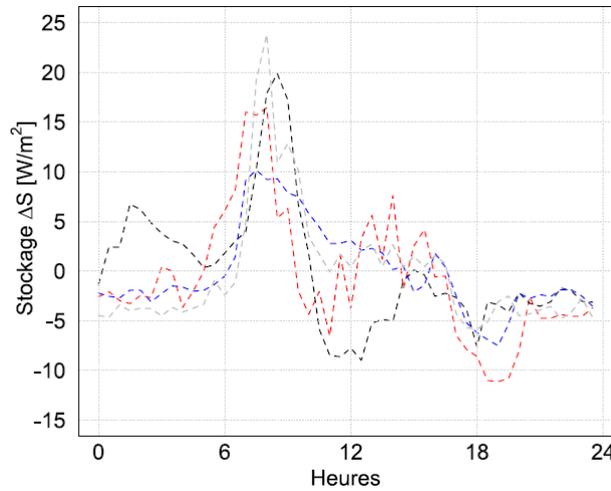
#### d) Stockage dans la canopée

Pour le micro-météorologue, la surface est en général « quelque-part » dans la partie supérieure de la canopée. Il s'agit de la hauteur  $z_a$  au-dessus de laquelle se développe la couche limite atmosphérique. Ainsi, entre cette surface théorique et le sol, de l'énergie peut être stockée, sous forme de chaleur sensible dans l'air et dans la végétation ( $S_H$ ,  $S_V$ ) ou sous forme de chaleur latente au sein de la canopée ( $S_{LE}$ ). Le stockage d'énergie  $S$  est la somme de ces trois termes, exprimés dans l'éq. (2.11).  $\rho_a$ ,  $C_{pa}$ , et  $\mathcal{L}$  sont respectivement la densité, la capacité thermique massique et le coefficient de chaleur latente de l'air.  $T_a$  et  $q_a$  sont la température et l'humidité spécifique de l'air.  $\rho_b$ ,  $c_{pb}$ ,  $T_b$  et  $v_b$  sont respectivement la densité, la capacité thermique massique, la température et le volume par unité de surface du bois. Ce terme de stockage est non

négligeable dans les canopées hautes et denses (Barr, Morgenstern et al. 2006; Lindroth, Mölder et al. 2010). Il nécessite des mesures de température de l'air dans la canopée et des mesures de la température de la végétation par exemple par thermométrie infra rouge (Meyers and Hollinger 2004).

$$S_H = \int_0^{z_d} \rho_a c_{pa} \frac{dT_a}{dt} dz ; S_V = \int_0^{v_b} \rho_b c_{pb} \frac{dT_b}{dt} dV ; S_{LE} = \int_0^{z_d} \rho_a \mathcal{L} \frac{dq_a}{dt} dz \quad (2.11)$$

La figure II-10 montre la dynamique diurne moyenne de ce terme de stockage pour la forêt de Bellefougou (Bénin), dont la hauteur  $z_d$  est de l'ordre de 10m. Le stockage dans la masse végétale n'a pas été pris en compte. Toutefois, ce terme atteint déjà plusieurs dizaines de  $W/m^2$  lorsque la canopée se réchauffe en matinée. Ainsi, pour ce type d'écosystème, les flux dans le sol sont relativement petits car le sol est abrité des rayonnements directs, mais il est en partie remplacé par une contribution du terme de stockage d'énergie dans la canopée et doit être estimé avec attention (Leuning, van Gorsel et al. 2012).



**Fig. II-10:** Composites diurnes moyens du terme de stockage d'énergie à Bellefougou pendant la saison sèche (courbe rouge), la saison humide (courbe bleue), la phase d'humidification de l'atmosphère (courbe noire) et la phase d'assèchement de l'atmosphère (courbe grise). Voir la définition des saisons sur fig. IV-2 (Tiré de Mamadou, 2014).

### II-2.2. Equations de conservation dans l'atmosphère

Cette partie décrit les équations de conservation qui seront, dans le cadre de ce mémoire, appliquées aux différents constituants de l'atmosphère, l'air sec, la vapeur d'eau, mais aussi à la quantité de mouvement, à l'énergie interne, à l'énergie cinétique turbulente. Le cadre donné ci-dessous pourrait également s'appliquer à toute autre variable conservative dans l'atmosphère. Le développement de ces équations, établies depuis plusieurs décennies, permet également de définir les différentes grandeurs utilisées dans ce manuscrit, et de rappeler les hypothèses formulées en physique de l'atmosphère, en particulier dans la couche limite. Pour plus de détail, le lecteur pourra se référer à (Stull 1988).

De manière générale, l'équation de conservation d'une quantité physique par unité de volume  $\chi$  (sa concentration) consiste à exprimer les variations temporelles de cette quantité  $\partial\chi/\partial t$  dans un volume élémentaire  $dV=dx.dy.dz$ . Ces variations sont le résultat de la somme des flux  $\phi$  sur toutes les faces du volume élémentaire et de toutes les sources et puits de la quantité à l'intérieur de ce volume. Elles s'expriment par l'Eq. (2.12). Les flux peuvent être associés au transport par

le fluide à la vitesse  $\vec{u}$  (flux convectifs) et s'expriment par  $\vec{\phi}_c = \chi \vec{u}$ . Ils peuvent aussi être associés à de la conduction, fonction des gradients spatiaux de  $\chi$ . Les différentes sources et puits  $s^i$  peuvent provenir, en fonction du type de quantité, de transformation chimique, de changement d'état, de transferts radiatifs, ou de dissipation.

$$\frac{\partial \chi}{\partial t} dV = \sum \iint \vec{\phi}_\chi^i \cdot d\vec{S} + \sum s_\chi^i dV \quad (2.12)$$

Ainsi, pour un fluide de densité  $\rho = m/V (= \chi)$ , pour lequel on ne considère que les flux convectifs, la conservation de la masse s'exprime par l'équation (2.13).

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} &= -\vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{u}) = -\vec{u} \cdot \vec{\nabla} \rho - \rho \cdot \vec{\nabla} \vec{u} \\ \frac{d\rho}{dt} + \rho \cdot \vec{\nabla} \vec{u} &= 0 \end{aligned} \quad (2.13)$$

Pour les écoulements dans la couche limite, les fluides sont considérés comme incompressible ( $\rho = cte$ ) car la vitesse du fluide ( $\|\vec{u}\|$ ) est très inférieure à la vitesse de propagation des ondes de pression (vitesse du son). Pour un fluide incompressible, la conservation de la masse s'exprime alors par  $\vec{\nabla} \cdot \vec{u} = 0$ , hypothèse que l'on fera dans la suite du document.

De même l'équation peut s'appliquer à la conservation de la masse de vapeur d'eau  $\chi = \rho_v$ , quantité pour laquelle s'ajoutent aux flux convectifs, des flux par diffusion associés aux gradients de pression partielle de vapeur d'eau et caractérisés par  $\alpha_v$ . Concernant les sources  $s_v^i$ , il s'agit ici essentiellement des processus de condensation/évaporation. Il est souvent utile de travailler avec l'humidité spécifique  $q_v = \rho_v / \rho$ . En reportant la conservation de la masse (2.13) dans le développement de l'équation de continuité (2.12) pour  $q_v$  on obtient l'Eq. (2.15) pour la conservation de l'humidité spécifique. La même démarche pourra être appliquée pour tout autre composé chimique dans l'atmosphère.

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_v}{\partial t} &= -\vec{\nabla} \cdot (\rho_v \vec{u}) + \alpha_v \vec{\nabla}^2 \rho_v + \sum s_v^i = -\rho_v \vec{\nabla} \cdot (\vec{u}) - \vec{u} \cdot \vec{\nabla} (\rho_v) + \alpha_v \vec{\nabla}^2 \rho_v + \sum s_v^i \\ \frac{d\rho_v}{dt} + \rho_v \vec{\nabla} \cdot \vec{u} &= +\alpha_v \vec{\nabla}^2 \rho_v + \sum s_v^i \end{aligned} \quad (2.14)$$

$$\frac{dq_v}{dt} = \frac{1}{\rho} \frac{d\rho_v}{dt} + \frac{\rho_v}{\rho} \vec{\nabla} \cdot (\vec{u}) = \frac{\alpha_v}{\rho} \vec{\nabla}^2 \rho_v + \sum \frac{s_v^i}{\rho} \quad (2.15)$$

L'équation de conservation pour la quantité de mouvement 'spécifique'  $\vec{u}$  ou encore  $u_i$  en notation d'Einstein, peut également suivre les mêmes développements, en considérant pour un fluide incompressible que les flux de quantité de mouvement sont issus des contraintes de pression  $P$  et de cisaillement sur les bords du domaine. Ces contraintes s'expriment de manière générale par  $\phi_u = \sigma_{ij} = -P\delta_{ij} + 2\mu \cdot \varepsilon_{ij}$ , où  $\varepsilon_{ij} = 0.5(u_{i,j} + u_{j,i})$  est le tenseur des petits déplacements et  $\mu$  la viscosité dynamique. La gravité ( $\vec{g}$ ) est considérée comme une source volumique de quantité de mouvement. Enfin, le développement de cette équation dans un repère terrestre en rotation ( $\vec{\omega}$ ) fait apparaître des termes d'accélération d'entraînement et de Coriolis. Le premier est en général ajouté à l'accélération de la gravitation universel. Le deuxième constitue un terme supplémentaire dans l'équation appelé force de Coriolis, égal à  $-2\vec{\omega} \wedge \vec{u} \approx f_c \varepsilon_{ij3} u_j$  où  $\varepsilon_{ijk}$  est l'opérateur d'antisymétrie et  $f_c = \omega \sin \phi_{lat}$  est le paramètre de Coriolis où  $\phi_{lat}$  est la latitude. On obtient alors, l'équation de Navier-Stokes (2.16) où  $\nu = \mu/\rho$  est

la viscosité cinématique. On peut également déduire une équation de conservation pour l'énergie cinétique (2.17) en faisant le produit scalaire de l'équation (2.16) avec la vitesse  $\vec{u}$ . On préférera ici une expression avec la contrainte  $\sigma_{ij}$ , plus synthétique.

$$\frac{du_i}{dt} = \nu \cdot \vec{\nabla}^2 u_i - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \delta_{i3} g + f_c \varepsilon_{ij3} u_j \quad (2.16)$$

$$u_i \frac{du_i}{dt} = \frac{d(u_i^2/2)}{dt} = \frac{u_i}{\rho} \sigma_{ij,j} + u_i \delta_{i3} g + f_c u_i \varepsilon_{ij3} u_j = \frac{(\sigma_{ij} u_i)_{,j}}{\rho} - \frac{\sigma_{ij}}{\rho} u_{i,j} + u_i \delta_{i3} g \quad (2.17)$$

Enfin, on peut appliquer l'équation de continuité à l'énergie totale  $e_T = e_i + e_c$ , somme de l'énergie interne et de l'énergie cinétique (2.18). Pour cette équation on retrouve à droite les divergences de flux mécanique et la source mécanique volumique (la gravité) additionnées à la divergence de flux thermique (la conduction) et aux différentes sources volumiques d'origine thermiques. La variation d'énergie totale pendant un temps  $dt$  correspond également à la somme des puissances mécaniques  $dw/dt$  et thermiques  $dQ/dt$  où  $w$  est le travail et  $Q$  la quantité de chaleur apportée au système. En soustrayant l'éq. (2.18) à l'éq. (2.17), on obtient alors l'équation pour l'énergie interne (2.19) dans laquelle apparaît à l'extrême droite les termes associés aux déformations. Pour un fluide incompressible et en négligeant les contributions associées à la viscosité, ce terme disparaît. Enfin, d'après la loi de Joule,  $de_i = c_{va} dT$  [ $m^2 \cdot s^{-2}$ ] où  $c_{va}$  est la chaleur spécifique à volume constant. En considérant que les processus atmosphériques conservent plutôt la masse que le volume, on préférera travailler avec l'enthalpie  $h = e_i + p/\rho$ . L'équation (2.18) devient pour l'enthalpie l'éq. (2.20), avec  $dh = c_{pa} dT$  où  $c_{pa}$  est la chaleur spécifique de l'air à masse constante. Les flux thermiques  $\vec{\phi}_{th}$  comprennent d'une part les flux de conductions donnés par la loi de Fourier ( $\vec{\phi}_{cond} = -\lambda_\theta \vec{\nabla} T$ ) et d'autre part les flux radiatifs ( $\phi_{rad}$ ). Les sources de chaleur  $s_{th}$  comprennent celles associées aux réactions chimiques,  $s_{ch}$ , celles associées à la dissipation  $s_{mec}$  et celles associées aux changements d'état  $s_{th}$ . Les sources de chaleur associées à la dissipation sont relativement très faibles par rapport à tous les autres termes (Stull 1988). D'autre part on ne considérera pas dans le cadre de ce manuscrit de transformation chimique susceptible de produire de la chaleur. En conséquence, seules les sources associées aux changements d'état seront considérées par la suite. Enfin le terme de contrainte contient une contribution des contraintes de pression qui s'annulent avec l'avant dernier terme, et une contribution des contraintes visqueuses qui sont en général négligeables devant les autres termes.

$$\rho \cdot \frac{de_T}{dt} = \frac{dQ}{dt} + \frac{dw}{dt} = \rho \cdot \frac{d(u_i^2/2 + e_i)}{dt} = (\sigma_{ij} u_i)_{,j} + \rho \cdot u_i \delta_{i3} g + \vec{\nabla} \cdot \vec{\phi}_{th} + \sum s_{th}^i \quad (2.18)$$

$$\rho \cdot \frac{de_i}{dt} = \rho \cdot c_{va} \frac{dT}{dt} = \vec{\nabla} \cdot \vec{\phi}_{th} + \sum s_{th}^i + \sigma_{ij} \cdot u_{i,j} \quad (2.19)$$

$$\rho \cdot \frac{dh}{dt} = \rho \cdot c_{pa} \frac{dT}{dt} = \vec{\nabla} \cdot \vec{\phi}_{th} + \sum s_{th}^i + \sigma_{ij} \cdot u_{i,j} + P \cdot u_{j,j} + \frac{dP}{dt} \quad (2.20)$$

La dernière équation nécessaire pour fermer le système est l'équation d'état. Pour l'atmosphère et pour tous les gaz présents dans l'atmosphère, on pourra appliquer l'hypothèse de gaz parfait et utiliser (2.21) dans laquelle  $P_i$  est la pression partielle pour le gaz considéré,  $\rho_i$  sa densité et  $R_i = \mathcal{R}/M_i$  sa constante molaire, c'est-à-dire la constante des gaz parfait  $\mathcal{R}$  divisée par la masse molaire du gaz considéré  $M_i$ .

$$P_i = \rho_i R_i T \quad (2.21)$$

Dans l'atmosphère, les variables thermodynamiques  $P$ ,  $\rho$  et  $T$  s'écartent peu de leur valeur  $P_r$ ,  $\rho_r$  et  $T_r$  à l'état d'équilibre qui correspond à un état statique. Ainsi l'hypothèse de Boussinesq, qui consiste à linéariser les variables thermodynamiques ( $P = P_r + p$ ,  $\rho = \rho_r + \rho_1$ ,  $T = T_r + T_1$ ) permet de re-écrire les équations de conservation 1.16, 1.20 et l'équation d'état 1.21.

$$\frac{\rho_1}{\rho_r} = -\frac{T_1}{T_r} \quad (2.22)$$

$$\frac{du_i}{dt} = v \bar{\nabla}^2 u_i - \frac{1}{\rho_r} p_{,i} - \frac{T_1}{T_r} \delta_{i3} g + f_c \varepsilon_{ij3} u_j \quad (2.23)$$

$$\rho_r c_p \frac{dT_1}{dt} = \lambda_\theta \bar{\nabla}^2 T_1 - \bar{\nabla} \phi_{rad} - \mathcal{L}.E \quad (2.24)$$

### II-2.3. La turbulence dans les équations de conservation

Lord O. Reynolds a donc été le premier à proposer la décomposition qui porte son nom, consistant à séparer pour chaque variable, la contribution moyenne et la contribution fluctuante associée à la turbulence (2.25). Dans cette décomposition, la moyenne est une moyenne sur l'ensemble des réalisations de l'écoulement. Les conditions pour réaliser cette moyenne d'ensemble ne pouvant être respectées dans les milieux naturels, on effectue donc des moyennes spatiales ou temporelles, se soumettant ainsi à une hypothèse d'ergodicité. Cela nécessite d'autre part de définir une longueur ou une période sur laquelle il faut réaliser la moyenne car toutes les fluctuations dans l'atmosphère ne sont pas toutes associées à de la turbulence. Pour la couche limite atmosphérique sur surface homogène, cette séparation d'échelle apparaît assez clairement si on se réfère à la figure II-2. Toutefois, dans les milieux complexes il conviendra d'être prudent car la production de turbulence peut avoir des origines différentes. Ainsi il faudra bien définir à quelle source de turbulence on s'intéresse et quelles sont les échelles pertinentes pour définir l'écoulement moyen à considérer. Dans le cadre de ce mémoire, les moyennes considérées seront souvent des moyennes temporelles réalisées sur des séries temporelles des variables thermodynamiques.

$$u_i = \bar{u}_i + u_i', \quad T_1 = \bar{T} + T', \quad \rho_1 = \bar{\rho} + \rho', \quad P = \bar{P} + p', \quad q_v = \bar{q}_v + q_v' \quad (2.25)$$

Lorsque l'on introduit cette décomposition dans les équations de conservation décrites précédemment, on peut dériver d'une part des équations aux valeurs moyennes ( $\bar{u}_i, \bar{T}, \bar{q}_v$ ), en exprimant la moyenne de chacune. On obtient alors le système d'équation (2.26 – 2.30) ou la correspondance avec la notation d'Einstein est  $u = u_1$ ,  $v = u_2$  et  $w = u_3$ . On peut d'autre part obtenir des équations pour les fluctuations de chaque variable ( $u_i', T', q_v'$ ) en calculant la différence entre l'équation non moyennée et l'équation moyennée (par ex. :  $du_i'/dt = du_i/dt - d\bar{u}_i/dt$ ).

$$\frac{d\bar{u}}{dt} = v \cdot \bar{\nabla}^2 \bar{u} - \frac{1}{\rho_r} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x} + f \bar{v} - \frac{\partial \bar{u}^2}{\partial x} - \frac{\partial \bar{u}'v'}{\partial y} - \frac{\partial \bar{u}'w'}{\partial z} \quad (2.26)$$

$$\frac{d\bar{v}}{dt} = v \cdot \bar{\nabla}^2 \bar{v} - \frac{1}{\rho_r} \frac{\partial \bar{P}}{\partial y} - f \bar{u} - \frac{\partial \bar{v}'u'}{\partial x} - \frac{\partial \bar{v}^2}{\partial y} - \frac{\partial \bar{v}'w'}{\partial z} \quad (2.27)$$

$$\frac{d\bar{w}}{dt} = -\frac{\bar{\rho}}{\rho_r} g - \frac{1}{\rho_r} \frac{\partial \bar{p}}{\partial z} + v \cdot \bar{\nabla}^2 \bar{w} \quad (2.28)$$

$$\frac{d\bar{T}}{dt} = \alpha_\theta \bar{\nabla}^2 \bar{T} - \frac{1}{\rho_r c_p} \left( \bar{\nabla} \phi_{rad} + \mathcal{L}^\circ \cdot e_v \right) - \frac{\partial \overline{T'u'}}{\partial x} - \frac{\partial \overline{T'v'}}{\partial y} - \frac{\partial \overline{T'w'}}{\partial z} \quad (2.29)$$

$$\frac{d\bar{\rho}_v}{dt} = \alpha_v \bar{\nabla}^2 \bar{\rho}_v - \frac{\partial \overline{\rho'_v u'}}{\partial x} - \frac{\partial \overline{\rho'_v v'}}{\partial y} - \frac{\partial \overline{\rho'_v w'}}{\partial z} + \sum s_v^i \quad (2.30)$$

Dans les équations aux valeurs moyennes la contribution de la turbulence à l'écoulement moyen apparaît sous la forme de termes de covariance correspondants à des flux turbulents de quantité de mouvement, de chaleur ou de masse. Dans ces équations, les termes de viscosité moléculaire sont petits, en particulier devant les termes de covariance. On peut les négliger dans les équations (2.26 – 2.28) mais pas dans le développement des équations aux fluctuations. Enfin, pour la vitesse verticale, près de la surface,  $\bar{w}$  est en général petit devant  $w'$ . L'équation 2.28 devient alors l'équation de l'équilibre hydrostatique. Malheureusement, la prouesse de Reynolds possède un revers. Le système a toujours le même nombre d'équations, mais le nombre de variables est passé de 6 (ordre 1) à 15 (ordre 2). Reynolds a ainsi posé l'un des problèmes de la physique du XXème siècle, à savoir celui de la résolution (ou encore la fermeture) des équations de la mécanique pour un écoulement turbulent.

Les équations aux fluctuations servent essentiellement à construire une équation pour l'énergie cinétique turbulente  $e_{tk} = \frac{1}{2}(u'^2 + v'^2 + w'^2)$  et des équations pour les covariances  $\overline{u_i' u_j'}$  pour les flux de quantité de mouvement ou  $\overline{u_i' c'}$  pour les flux d'un scalaire  $c$  ( $T$ ,  $\rho_v$ ,  $CO_2$ , ...). Ces équations sont très utiles pour aider à fermer le système d'équation 2.26 – 2.30 par le truchement de paramétrisations qui relient les termes d'ordre  $n+1$  aux termes d'ordre  $n$ . L'équation pour l'énergie cinétique turbulente est obtenue en réalisant le produit scalaire  $u_i \cdot du_i / dt$ . Après quelques manipulations (Stull 1988) on obtient alors l'équation (2.31) écrite de nouveau en notation d'Einstein pour plus de compacité. On retrouve à droite de cette équation dans l'ordre de lecture, les termes de production de la turbulence par cisaillement ( $SP$ ), les termes de production/dissipation de la turbulence par effet thermique ( $BP$ ), les termes de transport par les mouvements turbulents ( $TT$ ), les termes de presso-corrélation ( $PC$ ) et le terme de dissipation par effet visqueux ( $DISS$ ) (2.32) qui peut être relié à l'échelle de dissipation  $l_0$  (Hill and Clifford 1978).

Le rapport ( $BP/SP$ ) définit le type d'écoulement turbulent depuis, les écoulements non turbulent ( $-BP/SP > 1$ ) jusqu'à la convection libre ( $BP/SP > 3$ ) en passant par les écoulements stratifiés turbulent ( $1/3 < -BP/SP < 1$ ), la convection forcée ( $|BP/SP| < 1/3$ ), et les écoulements turbulents multi sources ( $1/3 < BP/SP < 3$ ). Ce rapport définit également pour le cas d'une surface homogène, pour lequel tous les gradients horizontaux s'annulent, le nombre de Richardson de flux (2.41).

$$\begin{aligned} \frac{d\bar{e}_{tk}}{dt} &= -\overline{u_i' u_j'} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \delta_{i3} \frac{g}{T_r} \overline{T' u_i'} - \frac{\partial \overline{u_j' e}}{\partial x_j} - \frac{1}{\rho_r} \frac{\partial (\overline{u_i' p'})}{\partial x_i} - \varepsilon \\ &= \quad SP \quad + \quad BP \quad + \quad TT \quad + \quad PC \quad + \quad DISS \end{aligned} \quad (2.31)$$

$$\varepsilon = \nu \left( \partial u_i' / \partial x_j \right)^2 \approx \nu^3 \left( \frac{7.4}{l_0} \right)^4 \quad (2.32)$$

De même les équations pour les covariances (2.33) entre vitesse et scalaire se déduisent des équations aux fluctuations. Les termes de droite de ces équations sont la production de flux de cisaillement, la production de flux associée au gradient de  $c$ , le transport de flux par turbulence, la production/dissipation de flux par effet thermique, la dissipation de flux par les interactions entre les fluctuations de pression et les fluctuations de  $c$  et enfin la dissipation moléculaire. De

façon similaire, on obtient les équations (2.34) pour les variances  $\overline{c'^2}$  des concentrations du constituant  $c$ .

$$\frac{d\overline{c'u_i'}}{dt} = -\overline{c'u_j'} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} - \overline{u_j'u_i'} \frac{\partial \overline{c}}{\partial x_j} - \frac{\partial \overline{c'u_j'u_i'}}{\partial x_j} + \delta_{i3} \frac{g}{T_r} \overline{c'T'} - \frac{1}{\rho_r} \overline{c' \frac{\partial p'}{\partial x_i}} - 2\varepsilon_{cu_i} \quad (2.33)$$

$$\frac{d\overline{c'^2}}{dt} = -\overline{c'u_j'} \frac{\partial \overline{c'}}{\partial x_j} - \overline{u_j'c'} \frac{\partial \overline{c}}{\partial x_j} - \frac{\partial \overline{c'u_j'c'}}{\partial x_j} + \delta_{i3} \frac{g}{T_r} \overline{c'T'} - \frac{1}{\rho_r} \overline{c' \frac{\partial p'}{\partial x_i}} - 2\varepsilon_c \quad (2.34)$$

#### II-2.4. Théorie des similitudes dans la couche de surface

La plupart des travaux sur la couche limite, en particulier dans l'atmosphère, ont été réalisés dans le cadre de l'hypothèse d'homogénéité horizontale pour laquelle tous les gradients horizontaux s'annulent. Associée à la condition de non pénétration de l'écoulement ( $\overline{w} = 0$ ), ces deux hypothèses permettent de réduire considérablement le nombre de termes dans les équations. En particulier, dans la couche de surface pour un écoulement stationnaire, les équations de conservation pour la quantité de mouvement (2.35) et pour la conservation d'un scalaire  $c$  sans sources (2.36) permettent de montrer que les flux sont constants en fonction de l'altitude. Pour le flux de quantité de mouvement, ce résultat n'est pas direct, mais les gradients de pression étant petits devant le cisaillement en surface le terme de droite de l'Eq (2.35) devient négligeable après intégration en  $z$ .

$$\frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_r} \frac{\partial \overline{p'}}{\partial x} \quad (2.35)$$

$$0 = \frac{\partial \overline{c'w'}}{\partial z} \quad (2.36)$$

Le concept de longueur de mélange défini par Prandtl, permet de relier les flux de quantité de mouvement (respectivement flux de  $c$ ) en surface au gradient vertical du vent (resp. au gradient vertical de  $c$ ). D'après Prandtl, en condition neutre, la longueur de mélange est la distance  $l$  nécessaire pour qu'une masse d'air à l'altitude  $z$  à la vitesse  $u(z)$  se mélange à une masse d'air à l'altitude  $z+l$  à la vitesse  $u(z+l)$ . La masse d'air subira une fluctuation  $u' = u(z+l) - u(z) = l \cdot \partial u / \partial z$ . Cette longueur de mélange est proportionnelle à l'altitude  $l = \kappa_k z$  avec  $\kappa_k \approx 0.4$  la constante de Karman. Les hypothèses d'isotropie de la turbulence  $u' = w'$  et de similarité de mélange pour des fluctuations de vitesse ou de  $c$  permettent alors d'exprimer les flux de quantité de mouvement (2.37) et les flux pour un scalaire (2.38) en fonction des gradients verticaux. Ces équations s'intègrent et permettent de montrer que les profils moyens de  $u$  et de  $c$  suivent des lois logarithmiques. On obtient ainsi par intégration de (2.37) et (2.38), les profils de vent (2.39) et de concentration (2.40), où  $z_0$  et  $z_{0c}$  sont les longueurs de rugosité, hauteurs auxquelles le profil de vent s'annule ( $u(z_0) = 0$ ) et la concentration est égale à la concentration en surface ( $c(z_{0c}) = c_s$ ).

$$-\overline{u'w'} = u^*{}^2 = (\kappa_k z)^2 \left( \frac{\partial \overline{u}}{\partial z} \right)^2 \quad (2.37)$$

$$\overline{w'c'} = u^* c^* = (\kappa_k z)^2 \frac{\partial \overline{u}}{\partial z} \frac{\partial \overline{c}}{\partial z} \quad (2.38)$$

$$\overline{u}(z) = u^* / \kappa_k \log((z-d)/z_0) \quad (2.39)$$

$$\overline{c}(z) - c_s = u^* / \kappa_k \log((z-d)/z_{0c}) \quad (2.40)$$

Ces profils sont affectés par la convection, qui n'a pas été prise en compte dans le raisonnement précédent. Monin et Obukhov (Monin and Obukhov 1954) ont montré par une analyse dimensionnelle que les grandeurs physiques dans la couche de surface ne dépendaient que d'un seul paramètre sans dimension : le nombre de Richardson évoqué précédemment, ou le rapport  $z/L_{MO}$  où  $L_{MO}$  est la longueur de Monin & Obukov ou encore  $\xi = z/L_{MO}$ , le paramètre de stabilité. Ainsi les équations précédentes, décrivant les profils de vent, de température et de tous scalaires dans l'atmosphère sont corrigées par des fonctions universelles appelées fonctions de similitude (2.40 – 2.41) qui ne dépendent que de ce paramètre. Il en va de même pour toutes autres combinaisons des variables thermodynamiques, ou pour toutes autres grandeurs statistiques comme la variance, le paramètre de structure, les distributions fréquentielles, etc (Kaimal and Finnigan 1994). Ces fonctions de similitude ont fait l'objet de nombreuses expériences et publications. On retiendra ici à titre d'exemple les fonctions de Businger-Dyer (2.44) pour  $\phi_m(\xi)$  (Businger, Wyngaard et al. 1971).

$$Ri_f = -\frac{\overline{gT'w'}}{T_r \overline{u'w'}} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = -\frac{gu^*T^*\kappa_k z}{T_r u^{*3}} = \frac{z}{L_{MO}} = \xi \quad (2.41)$$

$$\frac{\kappa_k z}{u^*} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = \phi_m(\xi) \quad (2.42)$$

$$\frac{\kappa_k z}{c^*} \frac{\partial \bar{c}}{\partial z} = \phi_c(\xi) \quad (2.43)$$

$$\begin{aligned} \phi_m(\xi) &= (1-16\xi)^{-1/4} \quad \text{pour } \xi < 0 \\ &= (1+4.7\xi) \quad \text{pour } \xi > 0 \end{aligned} \quad (2.44)$$

Les travaux récents de Gabriel Katul (Katul, Konings et al. 2011; Katul, Li et al. 2013) ont permis de préciser ces fonctions universelles en donnant une signification à leur forme et à leurs constantes. Le premier concerne la fonction  $\phi_m(\xi)$  qui dans son expression (2.44) ne permet pas de retrouver la forme de la fonction de similitude pour des conditions de convection libre  $\phi_m(\xi) \xrightarrow[\xi \rightarrow -\infty]{} \xi^{-1/3}$  (Priestley and Swinbank 1947). A partir de la relation entre profil de vent et distribution fréquentielle de  $e_{tk}$  proposée par (Gioia, Guttenberg et al. 2010), (Katul, Konings et al. 2011) ont montré que la forme canonique de  $\phi_m(\xi)$  devait répondre à une équation du type (2.45), retrouvant ainsi la formulation de O'KEYPS (Lumley and Panofsky 1964).  $\beta_2$  est la somme des termes de presso-correlation et de transport de l'équation (2.31) normalisé par le terme de production thermique.  $f(\xi) = \lambda_w(\xi)/\lambda_w(0)$  est une fonction d'anisotropie des tourbillons attachés à la surface. Elle peut se calculer par le rapport entre la position du pic spectral  $\lambda_w(\xi)$  de la vitesse verticale pour la stabilité  $\xi$  et la position de ce pic  $\lambda_w(0)$  pour des conditions neutres. Ainsi, cette équation permet d'une part d'obtenir une fonction  $\phi_m(\xi)$  dont les puissances de  $\xi$  sont conformes aux développements théoriques et expérimentaux passés pour tous les régimes de  $\xi$ . D'autre part les coefficients de la fonction sont associés à des processus physiques, expliquant ainsi la variabilité de fonctions « universelles » que l'on trouve dans la littérature dont les expressions sont finalement grandement associées au jeu de donnée utilisé en particulier aux conditions d'anisotropie ou à la présence de transport horizontal.

$$[\phi_m(\xi)]^4 [1 - (1 + \beta_2)\xi/\phi_m(\xi)] = \frac{1}{f(\xi)} \quad (2.45)$$

Le deuxième résultat de G. Katul sur les fonctions de similitude concerne le lien entre les fonctions  $\phi_c(\zeta)$  et  $\phi_m(\zeta)$ . En suivant une approche similaire à la précédente, (Katul, Li et al. 2013) ont établi une relation entre profil vertical d'un scalaire et distribution fréquentielle du flux  $\overline{w'c'}$  encore appelé co-spectre de  $\overline{w'c'}$ . Ils ont ainsi pu dériver une relation entre  $\phi_T(\zeta)$  et  $\phi_m(\zeta)$  (2.46) dans laquelle le premier terme du produit donne la forme canonique de  $\phi_T(\zeta)$ , le deuxième terme est une correction pour l'anisotropie, le troisième terme est la prise en compte des effets thermiques (la convection) et le quatrième est associé aux transports de flux  $\overline{w'T'}$  par la turbulence.  $f_{wT}(\zeta) = \lambda_T(\zeta)/\lambda_T(0)$  est de nouveau le rapport entre la position du pic spectral  $\lambda_T(\zeta)$  de la température pour la stabilité  $\xi$  et la position de ce pic  $\lambda_w(0) = s_T z$  pour des conditions neutres à l'altitude  $z$ . Ce rapport est égal à 1 pour des conditions neutres et instables. Il est égal à  $(1+1.7\zeta)^{-1}$  pour des conditions stables.  $\kappa_c = 0.86$  et  $\kappa_0 = 0.55$  sont respectivement les constantes de Obukhov-Corrsin et Kolmogorov qui apparaissent dans la formulation des spectres de l'énergie cinétique turbulente et de  $T'^2$  pour la zone inertielle.  $A_T$  et  $A_\pi$  sont des constantes de fermeture pour l'expression des termes de transport et de presso-correlation dans l'équation du co-spectre  $\overline{w'T'}$ . Le rapport  $A_T/A_\pi$  est indépendant de la stabilité il peut être associé d'une part à des structures turbulentes détachées de la surface ou des instabilités en surface associé au non-respect des conditions d'homogénéité de la surface. Ce dernier terme, comme  $\beta_2$  dans l'expression (2.45), ne participe donc pas complètement à l'universalité de la fonction  $\phi_T(\zeta)$ . Il pourrait ainsi aider à caractériser les spécificités aérodynamiques d'un site hétérogène ou caractériser la conformité d'un jeu de donnée à l'hypothèse d'homogénéité horizontale.

$$\phi_T(\zeta) = (\phi_m(\zeta) - \zeta)^{-1/3} (s_T f_{wT}(\zeta))^{-4/3} \left( 1 - \frac{3}{2} \frac{(4/3)\kappa_c}{\kappa_0} \frac{\zeta}{(\phi_m(\zeta) - \zeta)} \right)^{-1} Y_C \left( \frac{A_T}{A_\pi} \right) \quad (2.46)$$

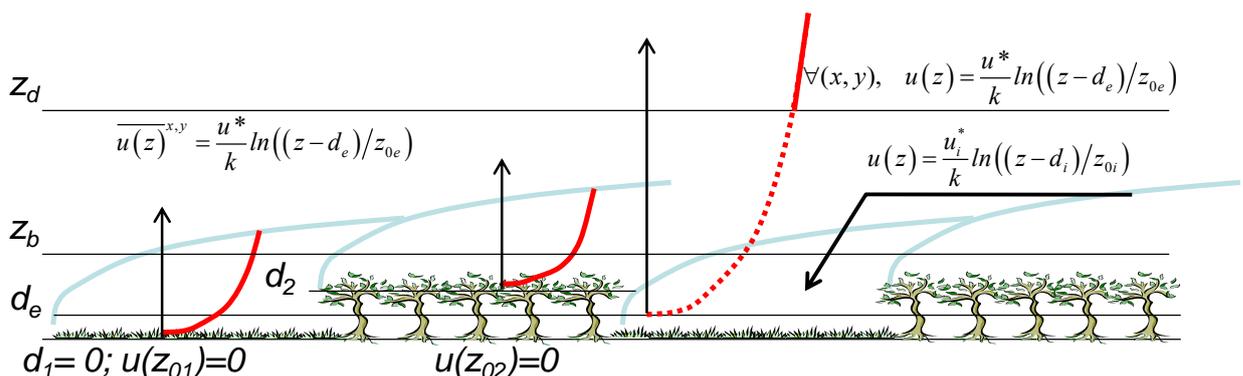
### II-2.5. Impact des hétérogénéités et notion de hauteur de mélange (blending height)

Les équations de conservation développées précédemment n'ont pas été « trop » simplifiées et permettent ainsi d'identifier les termes que l'on doit conserver lorsque la condition d'homogénéité de la surface n'est plus respectée. Si on considère par exemple un écoulement pour lequel  $\bar{v}$  est nul, alors l'Eq. 1.30 pour la conservation de la vapeur peut se développer en (2.47) en considérant la diffusion moléculaire négligeable. Cette Eq., où l'homogénéité horizontale n'est pas invoquée, ne permet plus d'égaliser directement la covariance  $\overline{\rho_v'w'}|_{z_m}$  au flux d'évaporation  $E$  en surface comme cela est possible avec l'équation (2.36), après son intégration entre la surface ( $z=0$ ) et la hauteur  $z_m$ . En effet, si le terme de stockage  $\partial \overline{\rho_v}/\partial t$  s'annule pour un écoulement stationnaire, les termes de gradients horizontaux contribuent à l'équation de conservation et la couche de surface n'est plus à flux verticaux conservatifs.

$$\frac{d\overline{\rho_v}}{dt} = \frac{\partial \overline{\rho_v}}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \overline{\rho_v}}{\partial x} + \bar{w} \frac{\partial \overline{\rho_v}}{\partial z} = - \frac{\partial \overline{\rho_v' u'}}{\partial x} - \frac{\partial \overline{\rho_v' v'}}{\partial y} - \frac{\partial \overline{\rho_v' w'}}{\partial z} + \sum s_v^i \quad (2.47)$$

Ces contributions supplémentaires seront présentes pour des topographies ou des couverts

irréguliers. Pour la dynamique, tout élément « saillant » de paysage, accident de topographie, individu « isolé » de végétation, ou objet posé sur la surface, pourra être considéré comme un élément contribuant à la rugosité de la surface. Ces éléments de rugosité affecteront les profils de vent  $\bar{u}$  et  $\bar{w}$  et donc le bilan d'énergie. (Finnigan and Belcher 2004) ont montré par exemple l'impact d'une colline sur un écoulement en caractérisant les convergences ( $\bar{w} < 0$ ) et divergence  $\bar{w} > 0$  de flux au vent et sous le vent de la colline. Par ailleurs les hétérogénéités de couvert ou de teneur en eau de surface associées à la topographie et à la lithologie des sols, génèrent des distributions hétérogènes des sources de chaleur sensible et latente. Pour des patterns de taille bien inférieure à celle de la surface étudiée, les hétérogénéités de flux seront mélangées par la turbulence. Pour des patterns de taille équivalente ou supérieure à celle du domaine étudiée, les gradients horizontaux des termes de covariances de température et de vitesse ( $\partial \overline{\rho T' u'} / \partial x$  et  $\partial \overline{\rho T' v'} / \partial y$ ) et de covariance de densité et de vitesse ( $\partial \overline{\rho_v' u'} / \partial x$  et  $\partial \overline{\rho_v' v'} / \partial y$ ) affecteront alors le bilan d'énergie et de masse. (Lee and Hu 2002; Feigenwinter, Bernhofer et al. 2008) ont montré que pour les estimations des échanges nets de CO<sub>2</sub> (NEE) ces termes de gradients pouvaient être suffisamment significatifs pour ne pas être négligés. Cependant, ces termes de transport horizontaux et verticaux sont très difficiles à quantifier et peu d'études présentent des estimations ou des ordres de grandeur permettant de conclure que les difficultés à fermer le bilan d'énergie en surface sont dues aux termes d'advection (Aubinet, Feigenwinter et al. 2010; Higgins, Pardyjak et al. 2013).



**Fig. II-11:** Schématisation des hauteurs de mélange (Blending height)  $z_b$  et de diffusion  $z_d$ . Les traits bleus clairs représentent le développement des couches limites internes associées à chaque couvert. Les profils rouges sont les profils de vent. Les formules explicitent le profil de vent attendu dans chaque zone définie par  $z_b$  et  $z_d$ .

Afin de s'affranchir des hétérogénéités toujours présentes dans les milieux naturels, il peut être intéressant de prendre de la hauteur et laisser la turbulence homogénéiser, mélanger, les différents flux turbulents associés chacun à des sources spécifiques en surface. Ainsi, pour des hétérogénéités « raisonnables », on peut supposer l'existence d'une hauteur à partir de laquelle les différents flux turbulents moyens seront homogènes spatialement. C'est le concept de « blending height » introduit par (Wieringa 1986). La définition de cette hauteur de mélange a été formalisée par (Mason 1988) puis complétée par (Wood and Mason 1991) pour prendre en compte les effets thermiques (2.48). (Wood and Mason 1991) différencient également la hauteur de mélange  $z_b$ , de l'échelle verticale de diffusion  $z_d$ , hauteur à partir de laquelle le mélange turbulent a homogénéisé les différentes hétérogénéités de surface. La figure II-11 explicite ces différentes hauteurs. De manière générale, sous la hauteur  $z_b$  les profils verticaux ( $u$ ,  $T^\circ$ ,  $\rho_v$ , ...) ne sont définis que par les paramètres de surface locaux ( $z_{0i}$ ,  $d_i$ ), au-dessus de  $z_d$ , les profils sont définis par les paramètres moyens ( $z_{0e}$ ,  $d_e$ ), et entre  $z_b$  et  $z_d$ , la moyenne spatiale des profils est définie par les paramètres moyens mais localement ces profils sont variables, oscillants entre le profil local et le profil moyen. Pour un observateur ou un instrument de mesure placé entre ces deux hauteurs, cela se traduira par de l'intermittence entre la turbulence générée par l'un ou

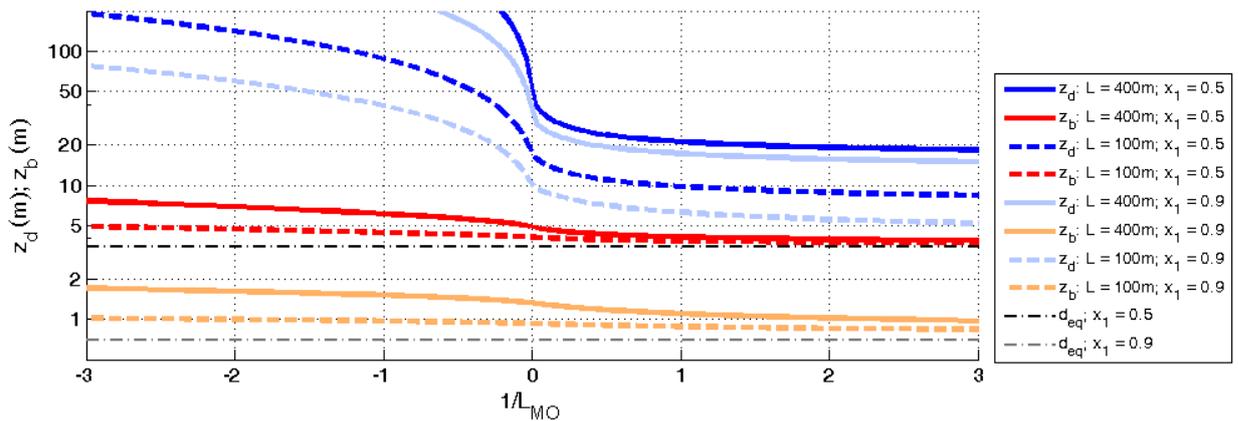
l'autre des couverts. Par ailleurs, la hauteur de mélange définie par Mason est d'un grand intérêt pour le modélisateur qui peut considérer, au-dessus des mailles de son modèle de surface, une couche limite mélangée caractéristique de l'ensemble des hétérogénéités sous maille au-dessus de  $z = z_d$ .

Pour réaliser des observations dans un tel contexte, l'altitude d'observation sera choisie en fonction de la surface que l'on souhaite observer et du type d'hétérogénéité dont on ne souhaite pas voir la signature dans les mesures. En effet, la formalisation de ces hauteurs de mélange et de diffusion, dont on trouvera une revue complète dans (Savelyev and Taylor 2005), dépend de la longueur d'onde des hétérogénéités  $\Lambda$ . Elles ont été explicitées par (Wood and Mason 1991) et rappelées en (2.48) et (2.49) dans leur forme implicite et intégrée. (2.50) est la forme intégrée de (2.49) pour  $z/L_{MO} = 0$  (Bou-Zeid, Meneveau et al. 2004).  $\psi_m$  est la forme intégrée de la fonction de similitude  $\phi_m$  (2.44) et  $\phi_w$  la fonction de similitude de la variance de vitesse verticale  $\sigma_w$ . La rugosité effective  $z_{0eff}$ , nécessaire pour ces calculs, peut être obtenue en suivant la procédure proposée par (Wood and Mason 1991) ou être calculée comme une moyenne logarithmique pondérée des  $z_{0i}$  de chaque couvert (Mason 1988; Goode and Belcher 1999), éventuellement corrigée par des caractéristiques morphologiques des hétérogénéités (Schmid and Bünzli 1995).

$$z_b \approx \left( \frac{u^*}{u(z_b)} \right)^2 L/\pi \Rightarrow z_b \left( \log(z_b/z_{0eff}) - \psi_m(z_b/L_{MO}) \right)^2 \approx k_u^2 \Lambda/\pi \quad (2.48)$$

$$\frac{dz_d}{dx} \approx \frac{C\sigma_w}{u(z_d)} \Rightarrow \int_{d_e+z_{0e}}^{z_d} \frac{\log((z-d_e)/z_{0eff}) - \psi_m\left(\frac{z-d}{L_{MO}}\right)}{\phi_w\left(\frac{z-d}{L_{MO}}\right)} dz \approx \frac{1.7}{1.25} k_u \Lambda \quad (2.49)$$

$$z_d \left( \log(z_d/z_{0eff}) - 1 \right) \approx 1.7 k_u \Lambda \quad (2.50)$$



**Fig. II-12:** hauteurs de mélange  $z_b$  (couleurs chaudes) et de diffusion  $z_d$  (couleurs froides) en fonction de la stabilité pour une périodicité  $L$  de 100m (pointillés) et de 400m (traits pleins) pour (traits sombre) une distribution equi-répartie de 2 couverts de rugosité respective de 0.001m et 1m et pour (traits clairs) une distribution correspondant à un élément rugueux isolé ( $z_0 = 1m$ ) sur un couvert peu rugueux ( $z_0 = 0.01m$ ).

La figure II-12 présente les ordres de grandeur des hauteurs de diffusion et de mélange en fonction de la stabilité pour différentes distributions de couverts alternant une portion  $x_l$  de prairie ( $z_{0l} = 0.001 m, d_l = 0$ ) et une portion  $(1-x_l)$  de couvert arboré ( $z_{02} = 1m, d_l = 7m$ ) sur une distance  $\Lambda$ . On retrouve ici les ordres de grandeur obtenus par (Wood and Mason 1991) pour  $z_b$  et ceux obtenus par (Bou-Zeid, Meneveau et al. 2004; Lopes, Palma et al. 2015) pour  $z_d$  à partir

de simulations numériques des grandes échelles de la turbulence (LES) en conditions neutres ( $z/L_{MO} = 0$ ). Globalement la hauteur de diffusion est supérieure à la hauteur de mélange d'un ordre de grandeur. Cette dernière est relativement faible ( $z_b - d_e < 5m$ ) pour les distributions de couverts étudiés. Cela signifie que l'équilibre de la couche limite avec les conditions locales n'est vérifié que proche de la surface. Ainsi, d'après la figure II-12, la présence d'un bosquet d'arbre sur une prairie ( $x_I = 0.9$ ) dans un rayon de 400m (resp 100m) perturbera la couche limite locale pour  $z - d_e > 2m$  (resp.  $1m$ ). De manière générale, Les perturbations occasionnées par une hétérogénéité isolée ( $x_I = 0.9$ ) se diffusent plus rapidement que celles occasionnées par une distribution homogène des hétérogénéités ( $x_I = 0.5$ ). Par ailleurs, ces hauteurs de mélange et de diffusion sont plus grandes pour les écoulements instables que pour les écoulements stables et elles augmentent avec l'instabilité. Pour la convection libre, sans vent moyen, l'écoulement aura beaucoup de difficultés à mélanger les hétérogénéités horizontales. Inversement pour un écoulement stratifié les modèles montrent des petites hauteurs de mélange et des hauteurs de diffusion modérées. Cela signifie surtout que la turbulence générée par les hétérogénéités se propage mal en hauteur. Le mélange se fera donc essentiellement par de la turbulence 2D horizontale impliquant des tourbillons de petite taille.

Ainsi, pour des couverts hétérogènes il convient d'être vigilant lors de l'installation d'un système d'observation. En particulier, les observations réalisées au-dessous de la hauteur de mélange seront impactées par des contributions turbulentes en provenance des hétérogénéités situées au vent du capteur. Celles-ci perturberont la couche limite locale sur des distances pouvant aller jusqu'à 100 fois la hauteur des hétérogénéités. Les observations au-dessus de la couche de mélange seront représentatives de l'ensemble du couvert hétérogène à condition qu'elles soient moyennées spatialement ou temporellement avec un vent moyen pour transporter les différentes contributions vers le capteur. Au-dessus de la couche de diffusion un profil instantané des variables moyennes sera représentatif du couvert hétérogène. Toutefois ces hauteurs de diffusion de plusieurs dizaines de mètres sont peu compatibles avec l'installation de capteur.

### III. Mesure des échanges sol-atmosphère

Le chapitre précédent a présenté les équations de conservation pour la quantité de mouvement, l'énergie et pour tous scalaires transportés dans l'atmosphère. On a montré en particulier que pour une surface homogène et un écoulement stationnaire la couche de surface est à flux conservatif, c'est-à-dire qu'un flux de quantité de mouvement, de chaleur ou de gaz, mesuré à une altitude  $z_m$  sera égal au flux de la même quantité à la surface. C'est cette propriété qui est en général exploitée pour mesurer les flux de surface.

Dans ce chapitre, je m'attacherai à décrire les différentes méthodes de mesure des échanges turbulents entre la surface et l'atmosphère, méthodes que j'ai pu mettre en œuvre lors de différentes expériences. Une première partie présente l'intégration des équations de conservation entre la surface et le capteur. Afin d'identifier les sources d'erreurs pouvant affecter les observations dans des conditions d'observation sur surfaces hétérogènes, les équations sont intégrées sans l'hypothèse d'homogénéité horizontale. Quelques sources d'erreurs associées à l'instationnarité et au transport sont illustrées. Les méthodes aérodynamique, eddy-covariance et scintillométrique sont présentées. En particulier quelques éléments théoriques de la méthode scintillométrique sont détaillés dans la mesure où ils permettront d'étayer les développements que j'ai pu réaliser et les perspectives de développements proposés dans la partie VI-1. En particulier, dans la dernière partie de ce chapitre, je propose une nouvelle formulation de la fonction de l'empreinte pour des mesures scintillométriques. Bien que le calcul d'empreinte soit devenu incontournable pour l'analyse des mesures de flux de surface, la scintillométrie ne disposait pas d'outil adapté à ce type d'observation.

#### III-1. Relations entre flux de surface et covariance

##### *III-1.1. Intégration des équations de conservation*

Dans cette partie, afin de conserver un contexte le plus général possible, on ne fait pas immédiatement l'hypothèse d'homogénéité horizontale. On considère donc un système d'observation à l'altitude  $z = z_m$  au-dessus de la surface à caractériser (Fig. III-1). Le schéma est ici réalisé pour un scalaire, la concentration de vapeur  $\rho_v$ . Le même schéma pourrait être réalisé de manière similaire pour la température. Il est à noter que ces variables,  $T$  et  $\rho_v$ , sont en relation étroite via les termes sources dans les situations de condensation ou d'évaporation comme on peut le voir dans les équations (3.1) et (3.2). Elles sont aussi reliées indirectement par le bilan d'énergie en surface. Par exemple, l'advection d'une masse d'air chaude et sèche au-dessus d'une zone humide plus fraîche pourra produire localement une réduction importante du flux sensible et une augmentation du flux latent dans le respect de l'énergie disponible.

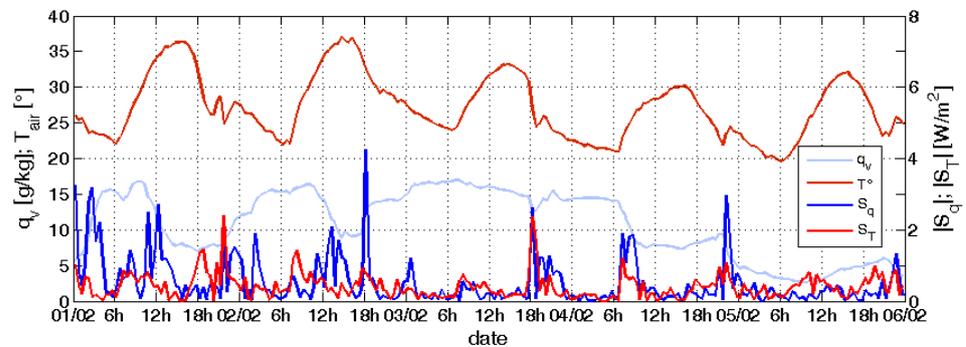


terme de production peut être non négligeable voire important dans le cas où l'atmosphère est chargée en gouttelettes ou en aérosols. Par exemple, le forçage radiatif est primordial pour la dynamique temporelle des couches de brouillard. Il est à noter que ces termes sont encore souvent ignorés, même par exemple dans le cas de mesure de flux de sédimentation de brouillard (Eugster, Burkard et al. 2006; Degeffie, El-Madany et al. 2015), pour lequel le domaine d'intégration est un milieu multiphasique où les processus de changement de phase sont importants en particulier près de la surface et où les effet de forme et de température des interfaces air – eau liquide impactent la pression de vapeur saturante. Enfin on trouve les termes de flux à la base du domaine d'intégration, respectivement H et E, que l'on cherche à mesurer.

$$\begin{aligned}
 H = & \rho_r c_p \overline{T'w'} + \frac{\rho_r c_p}{\Delta t} \int_d^{z_m} (T(t_1) - T(t_2)) dz - \int_d^{z_m} (\overline{\nabla \phi_{rad}} + \mathcal{L} e_v) dz \\
 & + \rho_r c_p \overline{wT} \Big|_{z_m} + \frac{\rho_r c_p}{S} \iint_{yz} (\overline{uT} \Big|_{x_s} - \overline{uT} \Big|_{x_s-L}) dydz + \frac{\rho_r c_p}{S} \iint_{xz} (\overline{vT} \Big|_Y - \overline{vT} \Big|_{-Y}) dx dz \\
 & + \frac{\rho_r c_p}{S} \iint_{yz} (\overline{T'u'} \Big|_{x_s} - \overline{T'u'} \Big|_{x_s-L}) dydz + \frac{\rho_r c_p}{S} \iint_{xz} (\overline{T'v'} \Big|_Y - \overline{T'v'} \Big|_{-Y}) dx dz
 \end{aligned} \quad (3.3)$$

$$\begin{aligned}
 E = & \overline{\rho_v'w'} + \frac{1}{\Delta t} \int_d^{z_m} (\rho_v(t_1) - \rho_v(t_2)) dz - \int_d^{z_m} e_v dz \\
 & + \overline{w\rho_v} \Big|_{z_m} + \frac{1}{S} \iint_{yz} (\overline{u\rho_v} \Big|_{x_s} - \overline{u\rho_v} \Big|_{x_s-L}) dydz + \frac{1}{S} \iint_{xz} (\overline{v\rho_v} \Big|_Y - \overline{v\rho_v} \Big|_{-Y}) dx dz \\
 & + \frac{1}{S} \iint_{yz} (\overline{\rho_v'u'} \Big|_{x_s} - \overline{\rho_v'u'} \Big|_{x_s-L}) dydz + \frac{1}{S} \iint_{xz} (\overline{\rho_v'v'} \Big|_Y - \overline{\rho_v'v'} \Big|_{-Y}) dx dz
 \end{aligned} \quad (3.4)$$

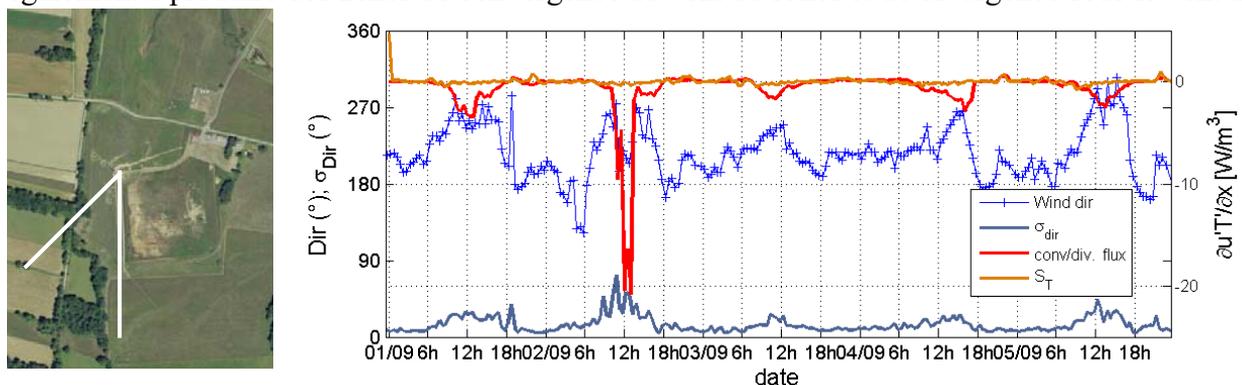
En réarrangeant (3.1) et (3.2) on obtient l'expression des flux en surface de chaleur sensible H (3.3) et d'évapotranspiration E (3.4) en fonction des covariances et des différents termes correctifs. Sur la première ligne, le terme de stockage est associé aux instationnarités, lorsque par exemple le forçage de grande échelle entraîne des changements de masse d'air comme cela est illustré sur la figure III-2 pour les alternances entre flux de mousson et flux d'Harmattan sur un site de savane arborée près de Djougou au nord Bénin. Ces changements sont assez rapides, de l'ordre de l'heure. Cela peut entrainer une contribution de l'ordre de quelques W/m<sup>2</sup> soit quelques millièmes de g/m<sup>2</sup>s de flux de vapeur (~0.005 g/m<sup>2</sup>s), contribution qui est d'autre part limitée dans le temps. Cela n'affectera a priori pas un bilan annuel, d'autant plus que les changements de masse d'air sont alternatifs.



**Fig. III-2:** Valeur absolue des termes de Stockage (échelle de droite) associé au changement de température (Rouge) et au changement de teneur en eau dans la couche limite (bleu). L'échelle de gauche est associée aux séries temporelles de température (brun) et de teneur en eau (bleu ciel). (non publiée).

Sur les deuxièmes lignes de (3.3) et (3.4), les termes d'advection sont non nuls dans les situations de convergence ou divergence du flux moyen. Ces situations sont le résultat de la mise en place de structures turbulentes cohérentes ou stationnaires. Par exemple la présence d'une pièce d'eau ou une zone humide à proximité d'une station de mesure peut provoquer des structures stationnaires et ainsi « fixer » des zones d'ascendance ou de subsidence. Ainsi, la mesure en bordure de lac ou entre 2 parcelles contrastées est susceptible d'être affectée par des contributions associées à l'advection. La caractérisation de ces termes nécessite l'estimation des gradients horizontaux, qui reste un challenge pour la communauté (Aubinet, Feigenwinter et al. 2010). On peut noter cependant quelques études récentes relatives à la quantification des ces termes d'advection (Aubinet and Feigenwinter 2010; Froidevaux, Higgins et al. 2013) et quelques-unes plus anciennes (Dyer and Crawford 1965; Rao, Wyngaard et al. 1974). (Higgins, Pardyjak et al. 2013) ont montré, à partir de mesures effectuées à proximité d'une transition lac/prairie avec un Lidar Raman, que ces termes d'advection pouvaient atteindre plusieurs dizaines de  $W/m^2$  et étaient maximums à une distance  $L_T$  de la transition tel que  $z_m/L_T = 0.036$ .

De même, dans leur revue des différentes études réalisées pour les transitions entre deux types de couverts, (Kaimal and Finnigan 1994) reportent que des pulses de flux en surface de chaleur sensible et chaleur latente sont observés à la transition, et que d'autre part l'équilibre entre ces deux flux est rapidement retrouvé quelques mètres après la transition (Dyer and Crawford 1965; Rao, Wyngaard et al. 1974). Les mesures pour ces études ont été réalisées à la surface ( $z = 0$ ) soit avec des lysimètres, soit avec des systèmes équivalents pour la mesure de la force de traînée (drag plates). Ces mesures correspondent à la limite lorsque  $z_m \rightarrow 0$  de l'étude de Higgins précédente et ne sont pas complètement contradictoires. Ainsi les pics de flux générés à la transition se diffusent en altitude sous le vent de la transition pour atteindre d'après Higgins un maximum à  $z = 0.036 L_T$ . Les développements de hauteur de mélange et de diffusion présentés précédemment, suggèrent des lois de type (2.48) et (2.49) plutôt qu'un comportement linéaire induit par le modèle de Sutton (Sutton 1934). Quoi qu'il en soit, ces études montrent que les transitions entre couverts produisent de l'advection horizontale non nulle sur plusieurs dizaines de mètres sous le vent de ces transitions. La topographie contribue également à produire des zones de convergence au vent du relief et de divergence sous le vent du



relief, mais encore une fois ces termes restent délicats à estimer.

**Fig. III-3:** Terme de convergence/divergence des flux turbulents horizontaux (rouge échelle de droite) et de stockage (orange échelle de droite) estimé pour la station du Centre de Recherche atmosphérique à Lannemezan (65) et direction (bleu) et variance de direction (bleu gris) du vent (échelle de gauche). Les traits blancs sur la photo aérienne du site marquent le secteur  $180^\circ - 220^\circ$ . (non publiée)

Sur la deuxième ligne de (3.1), les termes de convergence/divergence des flux turbulents horizontaux sont en général négligés (Lee and Hu 2002). Toutefois, ils pourront être non nuls dans le cas de production locale de turbulence comme par exemple pour des éléments de paysage isolés à proximité et au vent de la station de mesure qui généreront des sillages et favoriseront les gradients horizontaux de flux turbulents. La figure III-3 illustre une estimation de ces gradients

horizontaux calculés en faisant une hypothèse de Taylor, c'est-à-dire  $u \partial / \partial x = \partial / \partial t$ , pour des données de la station de Lannemezan à 60m au-dessus de la surface. On peut ainsi noter les ordres de grandeur de ces gradients comparés au terme de stockage (ici pour la température). Pour ce cas d'étude, ils sont 5 à 10 fois supérieurs. D'autre part, on observe un épisode de fort gradient horizontal associé à des directions de vent de l'ordre de  $200^\circ$  qui correspondent à la présence de nombreuses haies d'arbre au vent du capteur, associé à des fortes variations de direction. Loin d'être une estimation fiable, la figure III-3 va dans le sens des estimations de (Stabler and Fitzjarrald 2004) et soutient leur incitation à étudier plus avant ces termes d'advection des flux turbulents.

Enfin, les termes sources peuvent aussi être associés à des hétérogénéités en surface. Par exemple les reliefs qui génèrent des alternances d'ascendance et de subsidence produisent des variations de sursaturation et donc des variations de condensation et évaporation dans des situations proche de la saturation. Ainsi, pour ces situations, les mesures en haut de bâtiment ou en haut d'une colline ou encore sur une pente, seront affectées par ces sources, c'est-à-dire que le flux, par exemple  $\overline{w' \rho_v'}$ , mesuré à  $z = z_m$  ne comprendra pas la totalité du flux émis à la surface, une partie de celui-ci ayant été consommé par condensation entre la source au sol et l'altitude de mesure.

### III-1.2. Mesure sur surface homogène

Dans le cas de surface homogène (Fig. III-4) et pour des conditions stationnaires ( $T(t) = Cte$ ), tous les termes de droite des équations (3.3) et (3.4) sont nuls sauf les termes de covariance  $\overline{w'T'}$  et  $\overline{w'\rho_v'}$ . Pour mesurer un flux de chaleur sensible  $H$  ou latente  $LE$  en surface, il suffit donc de mesurer ces termes de covariance à une altitude choisie  $z = z_m$ . Cependant, cette trivialité apparente cache encore trois difficultés. Tout d'abord la covariance implique toutes les échelles de variabilité de  $w$  et de  $\rho_v$  correspondant à des périodes allant de  $\sim 0.01s$  à  $\sim 30min$  impliquant des tourbillons dont la taille varie de  $\sim 1cm$  à  $\sim 1000m$  pour des couches limites instables. Cela nécessite donc des capteurs petits  $< 1cm$  pour qu'ils ne perturbent pas l'écoulement et qu'ils puissent caractériser les petites structures, rapides, et éventuellement robustes pour résister aux intempéries dans les milieux naturels. La deuxième difficulté concerne la mesure de la vitesse verticale qui, près de la surface est très petite devant la vitesse horizontale. Ainsi, un défaut d'alignement du capteur avec l'axe normal à la surface pourra entraîner une contribution de la composante horizontale du vent à la mesure de la vitesse verticale. Enfin, il est nécessaire de réaliser des mesures co-localisées des fluctuations de vitesse verticale et de la variable dont on cherche à mesurer le flux.

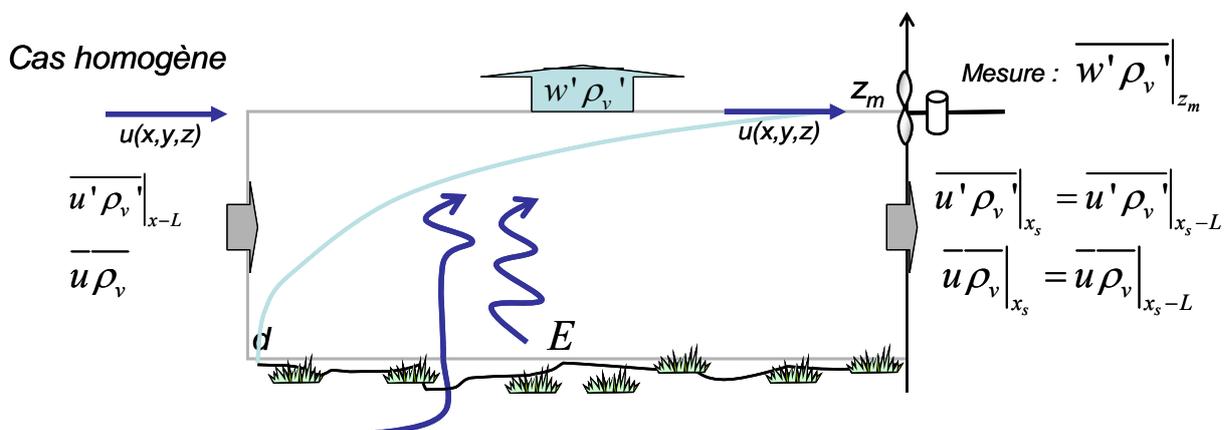


Fig. III-4: schéma de l'intégration de l'équation de conservation de concentration de vapeur d'eau, pour un site respectant la condition d'homogénéité horizontale. L'intégration est réalisée sur un domaine D

parallélépipédique (boite grise) entre  $d$  et  $z_m$ , et entre la position du capteur et une distance  $L$  au vent du capteur.

Ces difficultés ne permettent pas encore aujourd'hui de mesurer directement les covariances pour tous les gaz et particules d'intérêt. En effet, certaines mesures de gaz trace ou d'aérosol nécessitent des temps de collecte et/ou d'analyse longs, incompatibles avec les temps caractéristiques de la turbulence. On peut alors invoquer la théorie des similitudes de Monin-Obukhov (§ II.2.4), c'est-à-dire évaluer les covariances à partir des échelles caractéristiques de chaque variable et estimer les flux à partir des profils verticaux de vent (2.37) et de la concentration considérée (2.38). Ce sont les méthodes dites de profils, ou aérodynamiques. Ces méthodes sont également utilisées pour estimer les paramètres de rugosité  $z_0$  et hauteur de déplacement  $z_d$ . Des exemples de l'application de ces méthodes sont présentés dans la suite de ce chapitre. Pour ce qui concerne les flux pour la vapeur et d'eau et la chaleur (température), les capteurs disponibles et couramment utilisés aujourd'hui tels que l'anémométrie sonique et les analyseurs rapides de gaz, permettent de mesurer directement des covariances. C'est la méthode dite de l'eddy-covariance. Toutefois, les difficultés évoquées ci-dessus imposent encore de porter beaucoup d'attention dans le traitement et l'analyse des données obtenues. Sans vouloir être exhaustif sur ces différentes méthodes dont on pourra avoir un descriptif complet dans les ouvrages récents de G. Burba (Burba 2013), M. Aubinet (Aubinet, Vesala et al. 2012) ou T. Foken (Foken and Nappo 2008), ces méthodes sont illustrées à partir d'études que j'ai pu réaliser depuis que je suis au LTHE.

### III-2. Les méthodes aérodynamiques

Les équations (2.37) et (2.38) permettent d'estimer les échelles caractéristiques  $u^*$  et  $c^*$  et ainsi d'exprimer les flux à partir des gradients verticaux de la vitesse horizontale du vent et de la variable  $c$ . Les équations (3.5) et (3.6) précisent ces expressions pour les flux de chaleur sensible pour  $c = T$ , et de chaleur latente pour  $c = q_v$  avec  $\zeta_m = z_m/L_{MO}$ . En fonction des régimes d'évapotranspiration il est parfois préférable de calculer ces flux en fonction du rapport de Bowen  $\beta_o = H/LE$  dont l'expression (3.7) ne dépend plus des mesures de la vitesse du vent et où l'humidité spécifique  $q_v$  a été exprimée en fonction de la pression partielle de vapeur d'eau  $e = Pq_v M_a / M_w$ .  $M_a$  et  $M_w$  sont respectivement les masses molaires pour l'air sec et pour l'eau. Le groupement devant le rapport des gradients est appelé constante psychrométrique et noté  $\gamma$ . Enfin, les fonctions de similitude  $\phi_T$  et  $\phi_q$  sont considérées égales en supposant que la turbulence transporte tous les scalaires de la même manière. Le flux d'évapotranspiration est alors calculé à partir de l'équation (2.1) du bilan d'énergie et se réduit à l'équation (3.8).

$$H_{aero} = -\rho c_p \overline{w'T'} = -\rho c_p \frac{\kappa_k^2 (\overline{u_2 - u_1})(\overline{T_2 - T_1})}{\phi_m(\zeta_m) \cdot \phi_T(\zeta_m) \cdot \ln(z_2/z_1)^2} \quad (3.5)$$

$$LE_{aero} = -\mathcal{L} \overline{w'q'} = -\mathcal{L} \frac{\kappa_k^2 (\overline{u_2 - u_1})(\overline{q_{v2} - q_{v1}})}{\phi_m(\zeta_m) \cdot \phi_q(\zeta_m) \cdot \ln(z_2/z_1)^2} \quad (3.6)$$

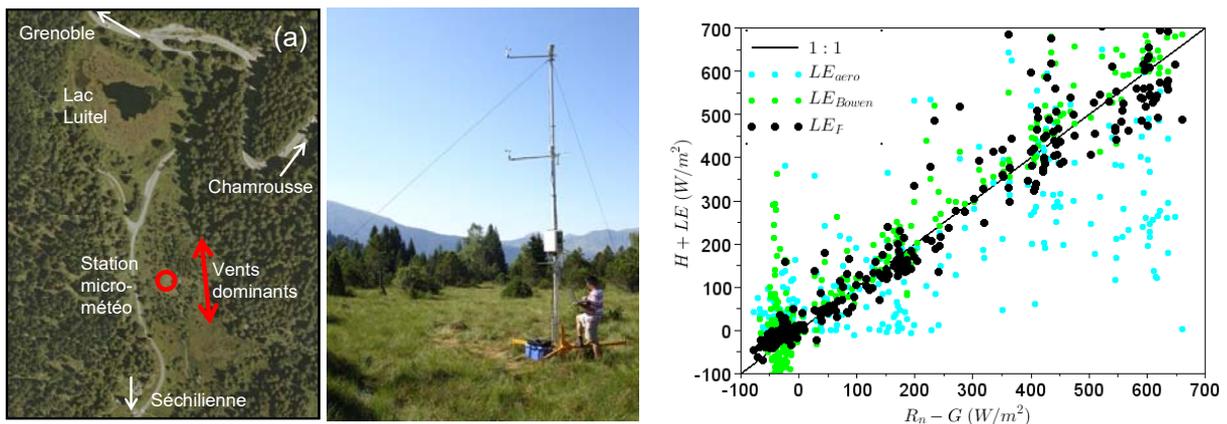
$$\beta_o = \frac{P \cdot c_p \cdot M_a}{\mathcal{L} \cdot M_w} \cdot \frac{T_2 - T_1}{e_2 - e_1} = \gamma \frac{T_2 - T_1}{e_2 - e_1} \quad (3.7)$$

$$LE_{Bowen} = \frac{R_n - G}{\beta_o + 1} \quad (3.8)$$

Cette méthode est illustrée par des mesures réalisées sur la tourbière du lac Luitel (voir Fig. III-5a) près de Grenoble (38) pendant l'été 2006 (10/07 – 31/08) dans le cadre du stage de Rémi Bethoux (Master de Mécanique). Cette tourbière en cours de formation est le résultat de l'eutrophisation d'un ancien lac glaciaire. Ce site fut le premier en France à être classé Réserve Naturelle Nationale en 1961. Un mat météorologique de 6m a été installé dans une zone ouverte de cette tourbière (voir photo Fig. II-17b) permettant d'estimer les flux turbulents par la méthode aérodynamique, et celle du rapport de Bowen. Ce mat était constitué de mesures de la vitesse du vent (A100R, Campbell Sci), de la température et de l'humidité (CS215, Campbell Sci) à 2 niveaux ( $z_1 = 3.9m$ ,  $z_2 = 6m$ ), d'un capteur de rayonnement net (NRLite, Kipp&Zonen), et de 4 capteurs de flux de chaleur dans le sol (HFP01, Campbell Sci). Ce site ne répond pas à la condition d'homogénéité requise pour l'application de la méthode. D'une part, les photos (III-5 a et b) montrent une hétérogénéité de couvert avec des zones plutôt dégagées et d'autres couvertes de jeunes sapins. D'autre part, le site se situe dans une zone de col qui génère d'une part des convergences horizontales et d'autre part des vitesses verticales non nulles. Cependant les résultats sont suffisamment instructifs pour être présentés

Sur ce site de tourbière, le sol est particulièrement saturé et un calcul de l'évapotranspiration potentielle (ETP) selon la méthode de Penman (Allen, Pruitt et al. 2006) a été réalisé et comparé aux résultats de la méthode aérodynamique et de la méthode du rapport de Bowen. Ce calcul correspond à l'évaporation d'une surface d'eau libre soumise au forçage atmosphérique observé. Elle est donnée par l'équation (3.9) où  $E_a = 3.10^{-8} \cdot (e_{wsat}(T) - e_w) \cdot (1 + 0.54 u)$  est le pouvoir évaporant de l'atmosphère,  $\Delta$  est la pente de la courbe de changement d'état qui s'exprime en fonction de la température de l'air, et  $r_c/r_a$  le rapport de la résistance à l'évaporation de la canopée  $r_c$  et de la résistance aérodynamique  $r_a$ . Ce rapport a été négligé dans cette étude.

$$LE_P = \frac{\Delta \cdot (R_n - G) + \rho \cdot \gamma \cdot E_a}{\Delta + \gamma(1 + r_c/r_a)} \quad (3.9)$$



**Fig. III-5:** fermetures du bilan d'énergie (c) obtenues par les méthodes aérodynamiques (b) sur le site du lac Luitel (a) près de Grenoble. Les différentes couleurs correspondent à l'estimation de LE par la méthode aérodynamique (points bleus), par la méthode du rapport de Bowen (points verts) et par la formule de l'ETP (points noirs). D'après le stage de Master 1 de Rémy Bethoux 2004.

La figure III-5c présente la fermeture du bilan d'énergie pour les différents calculs du flux de chaleur latente  $LE_{aero}$  (3.6),  $LE_{Bowen}$  (3.8) et  $LE_P$  (3.9). Le rayonnement net  $R_n$  est mesuré directement ainsi que le flux dans le sol  $G$  qui est ici proche de zéro (non présenté). Le flux de chaleur sensible  $H$  est estimé par la méthode aérodynamique (3.5) pour les 3 comparaisons. Pour la méthode aérodynamique (points bleus clairs), les flux turbulents ( $H+LE$ ) sont largement sous-

estimés de plusieurs dizaines voire quelques centaines de  $W/m^2$ . La méthode du rapport de Bowen (points verts) qui n'utilise pas les données de vent montre une meilleure fermeture du bilan d'énergie. Cette estimation est bien corrélée au calcul de l'évapotranspiration potentielle  $LE_P$  pour laquelle le bilan d'énergie semble bien fermé (points noirs). Ainsi, ces résultats montrent que pendant les mois d'été (période des observations), la tourbière évapotranspire à l' $ETP$ . Les écarts importants obtenus avec l'estimation  $LE_{aero}$  proviennent certainement de l'estimation des gradients verticaux du vent horizontal. Cette incertitude sur  $(\overline{u_2 - u_1}) / \phi_m(\zeta_m) \phi_T(\zeta_m)$  se reporte en absolu, majoritairement sur le flux latent  $LE_{aero}$  car ce terme est environ 5 fois plus grand que  $H_{aero}$  dont les valeurs maximums sont de l'ordre de  $100W/m^2$ .

### III-3. La méthode d'Eddy-Covariance

La méthode de mesure de flux par Eddy-Covariance consiste à mesurer directement les fluctuations de  $w' = w_m - \overline{w_m}$  et  $c' = c_m - \overline{c_m}$  et d'en calculer la covariance  $\overline{w'c'}$ . Les périodes d'acquisition et de calcul de la valeur moyenne sont dictées d'une part par la figure II-2 qui montre un « gap » spectral pour des périodes de l'ordre de l'heure et d'autre part, par la hauteur de mesure. En effet, à l'altitude  $z_m$ , les tourbillons qui produiront les fluctuations les plus fortes seront ceux qui auront un rayon  $R = z_m$ . Les plus petits étant moins efficaces d'après la cascade d'échelle en  $f^{-5/3}$  de Kolmogorov (Fig. II-3). Pour les plus grands, on observera à l'altitude  $z_m$ , la partie du tourbillon qui tangente la surface, partie pour laquelle  $w' \xrightarrow{z_m} 0$ . Ainsi plus on sera proche de la surface plus il faudra caractériser les petites structures turbulentes, plus rapides. Si l'observation de la turbulence bénéficie en laboratoire de moyens adéquats permettant de décrire toutes les échelles de la turbulence, il n'en est pas de même dans l'environnement où, dans son utilisation de laboratoire, la vélocimétrie laser est proscrite (Jeromin, Schaffarczyk et al. 2014), et où l'utilisation encore limitée de fils/films chauds est réservée à des campagnes d'observation de courtes durées (Skelly, Miller et al. 2002; Singha and Sadr 2013).

Pour les mesures hautes fréquences de la vitesse du vent dans l'atmosphère, l'anémométrie sonique reste la technique la plus utilisée. Généralisés depuis les années 1990, les anémomètres soniques 3D ont permis de documenter abondamment les caractéristiques dynamiques et thermiques de la couche limite atmosphérique. En effet, ces capteurs mesurent à la fois les 3 composantes  $u$ ,  $v$ ,  $w$  de la vitesse du vent mais aussi la célérité du son  $c$ , à partir de laquelle on peut estimer la température virtuelle  $T_v$ . Associés à des analyseurs de gaz rapide, ils permettent de documenter la dynamique de l'évapotranspiration et les échanges de  $CO_2$  voir du  $CH_4$  entre la surface et l'atmosphère pour un grand nombre de couvert dans des contextes climatiques variés. Ces stations micro-météorologiques communément appelées « station de flux » ont également été regroupées en réseaux (Fluxnet, ICOS, ...) et permettent d'ores et déjà des analyses globales pour les tendances de l'évapotranspiration (Jung, Reichstein et al. 2010). Toutefois, ces capteurs ne répondent pas complètement aux exigences des processus à observer. Ils ne permettent pas d'échantillonner toutes les tailles de structures turbulentes, ils sont intrusifs et leur installation, en particulier l'alignement de l'axe vertical, reste délicate. Ainsi, de par la conception des anémomètres, les données nécessitent des corrections qui au-delà de la détection des mesures aberrantes (spikes), et de la suppression de la tendance de fond (fluctuation associée aux échelles du forçage de grande échelle), comprennent :

- 1- La rotation du vecteur vent pour assurer une vitesse verticale nulle.

2- le calcul de la température de l'air  $T$  à partir de la température virtuelle mesurée  $T_v$ . Cette dernière est la température estimée à partir de la vitesse du son avec une hypothèse de teneur en eau nulle. La conversion de  $T_v$  en  $T$  nécessite une mesure instantanée de teneur en eau.

3- les corrections fréquentielles (Massman 2000) qui permettent de corriger les limitations de résolutions temporelles ( $\sim 0.02-0.1$  s) et spatiales ( $\sim 10-15$  cm) du capteur ainsi que les pertes de covariance associées à la séparation des capteurs. Ces limitations produisent des coupures dans la distribution fréquentielle des covariances pour des fréquences inférieures à celle correspondant à l'échelle de la dissipation, mais aussi un repliement spectral (aliasing) comme on peut le voir sur la figure II-3. Les corrections consistent alors à comparer la mesure  $\overline{w'c'}$  à celle d'un modèle donné par la théorie des similitudes et d'ajouter la différence à la mesure. Pour cette correction, il convient d'appliquer un modèle conforme à la situation de mesure (Mamadou, Gourlez de la Motte et al. 2016).

4- Si la vitesse verticale moyenne près de la surface est censée être nulle (parallèle à la surface) de par l'hypothèse de non pénétration, cela n'est pas tout à fait vrai dans le cas de changements de pression, de température, ou de densité de l'air pour lesquels l'air se dilate et génère ainsi une vitesse verticale apparente non nulle. Les corrections de Webb ou WPL (Webb, Pearman et al. 1980) consistent, après annulation de la vitesse verticale (correction 1), et des corrections fréquentielles (correction 3) à estimer la vitesse de dilatation  $w_{WPL}$  associée aux flux de quantité de mouvement, au flux de chaleur et au flux de vapeur, et corriger les flux par le terme de transport à cette vitesse.

Afin de limiter les différences dans les procédures de traitement entre les chercheurs, celles-ci ont été formalisées dans le cadre de la campagne Euroflux (Aubinet, Grelle et al. 2000) et complétées lors de la campagne CarboEurope, par des diagnostics permettant de qualifier les données (Göckede, Foken et al. 2008). Ces diagnostics sont d'une part basés sur un contrôle de la stationnarité, consistant à comparer l'écart des covariances calculées sur 30min à la moyenne des covariances calculées sur 5min, et d'autre part sur la conformité des variances de chaque variable mesurée avec la théorie des similitudes. Ces procédures sont décrites dans plusieurs ouvrages, comme par exemple celui de (Burba 2013).

La méthode d'Eddy-Covariance est illustrée dans la partie résultat (IV) par le travail réalisé au cours de la thèse de Ossenatou Mamadou (Mamadou 2014) sur l'étude comparée des flux d'évapotranspiration en climat soudanien pour deux couverts végétaux et publié en 2014 et 2016 (Mamadou, Cohard et al. 2014; Mamadou, Galle et al. 2016).

### **III-4. Scintillométrie pour l'évaluation des flux de surface continentale - atmosphère**

Bien que le caractère homogène d'un site de mise en œuvre d'une station de flux soit systématiquement analysé, les conditions d'homogénéité nécessaires à l'estimation des flux par la méthode d'Eddy-Covariance ne sont pas toujours remplies. Pour certains écosystèmes très morcelés il n'est parfois pas possible de remplir localement cette condition d'homogénéité. Il est alors nécessaire d'observer globalement la mosaïque de couvert composant cet écosystème. Cela peut être réalisé en augmentant l'altitude de mesure d'un système d'eddy-covariance. En effet plus haut sera le capteur, plus grande sera sa surface d'influence (Voir § III-5). Un autre moyen agrégateur est d'avoir recours à la télédétection spatiale. Malheureusement l'observation des échanges sol/atmosphère par ces techniques est très indirecte et nécessite un modèle pour passer du signal mesuré au flux, sous condition d'un grand nombre d'hypothèses. Bien qu'elle permette

une couverture globale, l'estimation de l'évapotranspiration par télédétection ne constitue pas une mesure de référence.

Entre ces deux approches, et pour une certaine gamme d'hétérogénéité de surface, la scintillométrie est une méthode qui permet de quantifier les échanges surface/atmosphère à l'échelle du paysage (Hill 1992). Cette échelle est particulièrement adaptée aux études hydrologiques et aux études de rétroaction des surfaces continentales sur le climat. Cette méthode permet tout d'abord de 'gommer' la variabilité fine liée aux discontinuités d'occupation du sol et aux phénomènes d'advection locale ; elle est de plus cohérente avec la résolution spatiale kilométrique des systèmes satellitaires actuellement disponibles offrant une revisite journalière (AVHRR, MODIS) compatible avec les objectifs de suivi du fonctionnement des surfaces (Kleissl, Hong et al. 2009). Enfin, la scintillométrie vient combler le fossé existant entre les réseaux de stations locales au sol (exigeants en terme de maintenance et de suivi) et les moyens aéroportés, lourds à mettre en œuvre, représentatifs d'échelles supérieures, et de plus incompatibles avec un suivi en continu.

La scintillométrie est basée sur l'analyse au niveau d'un récepteur des fluctuations d'intensité (scintillations) - et éventuellement de phase - d'un signal émis à distance par un émetteur. Les fluctuations observées trouvent leur origine dans les variations de l'indice de réfraction rencontrées le long du trajet du signal dans l'atmosphère, et renseignent ainsi - selon les longueurs d'ondes utilisées - sur les caractéristiques de la turbulence et *in fine* sur les flux de chaleur intégrés. Ce phénomène de scintillation s'observe fréquemment en journée au-dessus des surfaces chaudes lorsque la ligne d'horizon se met « à danser », ou la nuit lorsqu'on contemple la voûte céleste. La scintillométrie est identifiée par la communauté scientifique, en particulier dans la prospective 2013 – 2017 de la division INSU-SIC<sup>9</sup> du CNRS, comme une technologie adaptée pour caractériser le rôle de l'interface entre la basse atmosphère et la biosphère (Delay, Arnaud et al. 2014). En effet, les développements réalisés dans les 2 dernières décennies (Beyrich, Bange et al. 2012) ont permis de positionner cette technique comme une technique opérationnelle, en particulier dans le domaine optique, pour lequel la mesure de la scintillation permet d'accéder au flux de chaleur sensible. Dans un avenir proche la scintillométrie micro-onde dont le premier modèle commercial est disponible depuis début 2015 devrait aussi se développer de manière importante car elle permet l'estimation des flux de chaleur latente (Andreas 1989). Ces technologies sont au cœur du projet de recherche que je développe au LTHE. Quelques définitions et éléments théoriques sont rappelés dans la partie suivante et deux illustrations utilisant la scintillométrie sont proposées dans la partie IV pour des applications hydrologiques.

#### III-4.1. Paramètre de structure dans la couche limite de surface

Seules sont reportées dans la suite du document, les grandes étapes permettant de poser le cadre théorique de la scintillométrie. Pour le détail des développements analytiques, le lecteur pourra se référer à l'ouvrage de A. Wheelon (2002). Le paramètre mesuré par un scintillomètre est le paramètre de structure pour l'indice de réfraction de l'air :  $C_n^2$ . Ce paramètre est associé à la fonction de structure pour l'indice de réfraction de l'air  $n$ . La fonction de structure peut être définie pour toutes variables  $c$  par l'eq. (3.10). Cette fonction met en relation les variations  $c'$  de la variable  $c$  à la position  $\vec{r}_1$  avec les variations de cette même variable à la position  $\vec{r}_2$ . Les  $\langle \rangle$  représentent la moyenne d'ensemble qui peut être assimilée à une moyenne temporelle pour un signal ergodique. Cette fonction statistique à l'avantage d'être indépendante de la tendance de fond car pour un milieu homogène les moyennes  $\overline{c}(\vec{r}_1)$  et  $\overline{c}(\vec{r}_2)$  seront identiques. Pour un

---

<sup>9</sup> Institut National des Science de l'Univers - Surface et Interface Continentales

milieu isotrope, la fonction de structure ne dépend plus que de la distance  $\rho = \|\vec{\rho}\| = \|\vec{r}_2 - \vec{r}_1\|$  entre les positions  $\vec{r}_1$  et  $\vec{r}_2$ . Enfin, l'expérience et l'analyse dimensionnelle permettent de montrer que la fonction de structure est proportionnelle à  $\rho^{2/3}$  (3.11) où  $C_c^2$  est le paramètre de structure pour la variable  $c$ . La moyenne d'ensemble de (3.10) peut également s'exprimer par une intégration dans le domaine spectral sur les vecteurs d'onde  $\kappa$  de norme  $\kappa$ . L'intégration en coordonnées sphériques de la transformée de Fourier de la fonction de structure permet d'obtenir l'eq. (3.12) où  $\Phi_c(\kappa)$  est une fonction puissance associée au domaine inertiel des écoulements turbulents. La forme de  $\Phi_c(\kappa)$  est donnée par l'analyse dimensionnelle et s'exprime selon l'expression (3.13). La dépendance en  $\kappa^{-11/3}$  est la forme de la fonction dans la zone inertielle et  $f_\phi(\kappa l_0)$  représente la décroissance dans la zone de dissipation. Dans la zone inertielle,  $f_\phi = 1$ .

$$D_c(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \left\langle \left( c'(\vec{r}_1, t) - c'(\vec{r}_2, t) \right)^2 \right\rangle \approx \frac{1}{T} \int_0^T \left( c'(\vec{r}_1, t) - c'(\vec{r}_2, t) \right)^2 dt \quad (3.10)$$

$$D_c(\rho) = C_c^2 \rho^{2/3} \quad (3.11)$$

$$D_c(\rho) = 8\pi \int_0^\infty \kappa^2 \Phi_c(\kappa) \left( 1 - \frac{\sin(\kappa \cdot \rho)}{\kappa \cdot \rho} \right) d\kappa \quad (3.12)$$

$$\Phi_c(\kappa) = 0,033 \times C_c^2 \kappa^{-11/3} f_\phi(\kappa l_0) \quad (3.13)$$

Comme toutes variables dans l'atmosphère,  $C_c^2$  adimensionnalisé peut être décrit par une fonction de similitude qui dépend de la stabilité de l'atmosphère. De nombreuses lois empiriques ont été proposées pour décrire cette fonction (Hartogensis, Watts et al. 2003; Kooijmans and Hartogensis 2016). Celle-ci peut aussi être déduite des profils de vent (2.42) en utilisant la relation (3.14) entre  $C_c^2$ , la dissipation d'énergie cinétique turbulente  $\varepsilon$  et la dissipation  $\varepsilon_c$  de la variance de  $c$ ,  $\sigma_c^2$  (Corrsin 1951; Tatarskii 1961). Cette expression est déduite des distributions spectrales dans le domaine inertiel du terme de dissipation  $\varepsilon(k) = \kappa_0^{-3/2} \left[ k^{5/3} S_u(k) \right]^{3/2}$  et de  $C_c^2(k) = 4.01 k^{5/3} S_c(k)$  où  $\kappa_0 = 0.55$  est la constante de Kolmogorov,  $S_u$  et  $S_c$  sont les puissances spectrales des variables  $u$  et  $c$ , et  $k$  est le nombre d'onde.

$$C_c^2(k) = 4.01 \kappa_c \varepsilon_c \varepsilon^{-1/3} \quad (3.14)$$

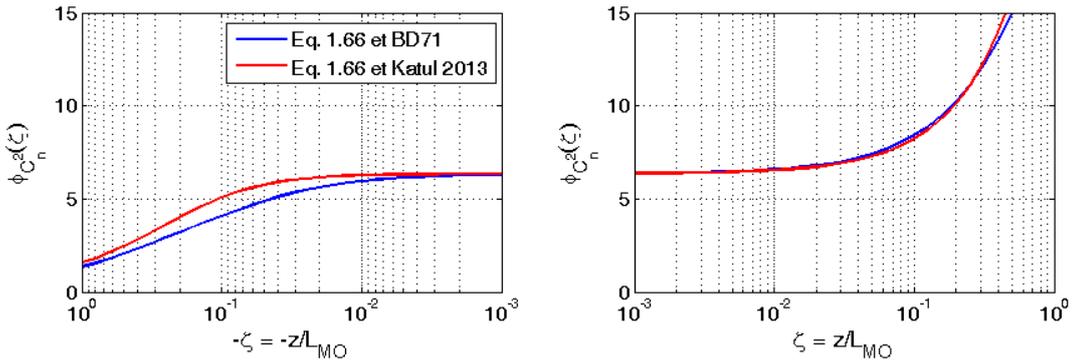
D'autre part, les équations de conservation, pour des conditions homogènes, de l'énergie cinétique turbulente (2.31) et de  $\sigma_c^2$  (2.34), permettent de mettre en relation les termes de dissipation  $\varepsilon$  et  $\varepsilon_c$  avec les gradients verticaux du vent horizontal  $u$  (3.15) et de  $c$  (3.16). En remplaçant ces gradients verticaux par leurs expressions (2.42) et (2.43) et en reportant les termes de dissipation dans (3.14), on obtient alors l'expression de la fonction de similitude associée à  $C_c^2$  (3.17). Dans cette dernière expression la fonction  $\phi_c$  peut être remplacée par l'expression proposée par Katul (2.46) et ainsi ne plus dépendre que de la fonction de similitude  $\phi_m$ . Ces fonctions sont illustrées sur la figure II-25. La forme asymptotique de  $C_c^2$  est proportionnelle à  $z^{-3/2}$  pour les atmosphères instables ( $-\zeta \longrightarrow \infty$ ) et proportionnelle de  $z^{-2/3}$  proche de la neutralité. Pour ces conditions  $C_c^2$  décroît avec l'altitude. Pour les atmosphères

stables  $\zeta \longrightarrow \infty$ , la fonction de similitude est proportionnelle à  $\zeta^{2/3}$ .  $C_c^2$  tend alors vers une valeur indépendante de l'altitude.

$$0 = -\overline{w'u'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \varepsilon = u^*{}^2 \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \varepsilon \quad (3.15)$$

$$0 = -2\overline{w'c'} \frac{\partial \bar{c}}{\partial z} - 2\varepsilon_c = u^* T^* \frac{\partial \bar{c}}{\partial z} - \varepsilon_c \quad (3.16)$$

$$\phi_{C_c^2}(\zeta) = \frac{C_c^2 z^{2/3}}{c^*{}^2} = \frac{4.01 \kappa_c}{\kappa_k^{2/3}} \phi_c(-\zeta + \phi_m)^{-1/3} \quad (3.17)$$



**Fig. III-6:** Fonctions de similitude pour  $C_n^2$  en fonction de la stabilité  $\zeta$ . Les courbes bleues sont le résultat de l'Eq. (3.17) calculé avec les fonctions  $\phi_r$  et  $\phi_m$  de (Businger, Wyngaard et al. 1971). Les courbes rouges sont le résultat de l'Eq. (3.17) et de l'Eq. (2.46) proposée par (Katul, Li et al. 2013). (Non publiée)

### III-4.2. Propagation des ondes électromagnétiques dans un milieu turbulent

La théorie relative à la propagation des ondes électromagnétiques dans un milieu turbulent a été formalisée par Tatarskii au début des années 1960 (Tatarskii 1961). Elle propose une solution à l'équation de propagation pour les perturbations du champ électrique générées par les fluctuations  $n'$  de l'indice de réfraction du milieu. L'équation de propagation du champ électrique  $v$ , pour une onde monochromatique de longueur d'onde  $\lambda = 2\pi/k$ , peut être dérivée des équations de Maxwell selon la forme (3.18). La décomposition du champ  $\psi = \ln v = \psi_0 + \psi'$ , avec  $\psi_0$  le champ non perturbé et  $\psi'$  la perturbation de ce champ, permet alors d'écrire, selon les hypothèses de Rytov, l'équation de propagation (3.19) pour la perturbation du champ électrique  $\psi'$ . Les hypothèses de Rytov, dites des petites perturbations, stipulent que les fluctuations d'indice de réfraction de l'air  $n'$  sont petites devant la valeur moyenne de  $n$ , c'est-à-dire 1, et que  $\bar{\nabla}\psi'$  est petit devant  $\bar{\nabla}\psi_0$ .

$$\frac{\bar{\nabla}^2 v}{v} + n^2 k^2 = \bar{\nabla}^2 (\ln v) + (\bar{\nabla} \ln v)^2 + n^2 k^2 = 0 \quad (3.18)$$

$$\bar{\nabla}^2 (\psi') + 2\bar{\nabla}\psi' \bar{\nabla}\psi_0 + 2n' k^2 = 0 \quad (3.19)$$

La solution générale de l'équation (3.19) est exprimée par l'eq. (3.20) sous la forme d'une intégrale sur le volume de propagation  $V$  où  $v_0(\vec{r})$  est le champ électrique non perturbé à la position  $\vec{r}$ , d'une source à la position  $\vec{r} = \vec{r}_0$ .

$$\psi'(\vec{r}) = \chi + i\phi = \frac{k^2}{2\pi u_0(\vec{r})} \int_V n'(\vec{r}_1) \nu_0(\vec{r}_1) \frac{e^{ik|\vec{r}-\vec{r}_1|}}{r-r_1} dv_1 \quad (3.20)$$

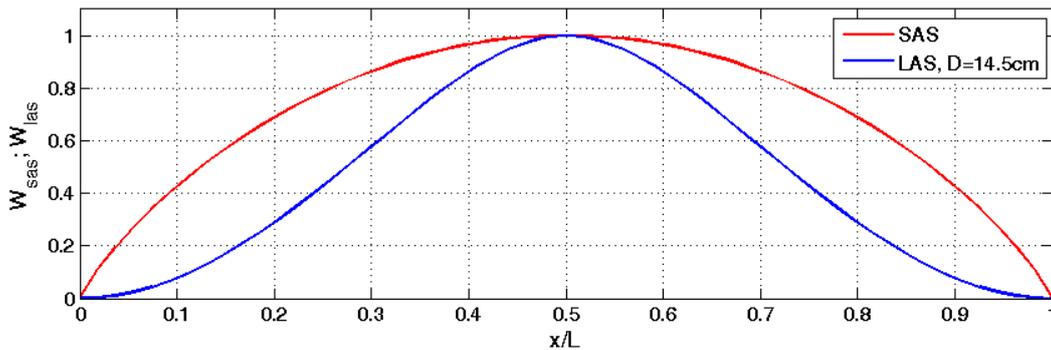
Pour une onde sphérique de longueur d'onde  $\lambda$ , issue d'une source ponctuelle dont le diamètre est plus petit que la première dimension de Fresnel ( $\sqrt{\lambda L}$ ), la partie réelle de cette solution à une distance  $L$  de la source, s'exprime selon l'eq. (3.21). Dans cette expression, l'intégrale sur le volume de propagation a été décomposée en une intégrale le long du chemin optique (entre 0 position de la source et  $L$  la distance à la source), et une intégrale double, calculée par sa transformée de Fourier bidimensionnelle, qui fait apparaître la distribution spectrale  $\Phi_n(\kappa)$  des fluctuations de l'indice de réfraction  $n$ . Cette intégration est aussi la convolution entre le phénomène de propagation représenté par le terme en *sin* cardinal et les perturbations du milieu représentées par  $\Phi_n(\kappa)$ . On obtient ainsi un lien entre la variance du log de l'amplitude d'un signal électromagnétique  $\sigma_\chi^2$ , la scintillation, en fonction de la distribution des fluctuations de l'indice de réfraction. Le report de l'expression (3.13) dans (3.21) permet son intégration (3.22) (la correction  $f_\phi$  relative à la zone de dissipation a été omise dans un souci de simplicité). Ainsi, la mesure de la variance du log de l'amplitude du signal électromagnétique permet de quantifier le paramètre de structure moyen  $\overline{C_n^2}$  le long du trajet optique. Les eq. (3.21) et (3.22) permettent d'exprimer le  $\overline{C_n^2}$  comme une moyenne le long du trajet optique (3.23) pondérée par la fonction poids  $W(x)$  (3.24). Cette fonction est tracée en rouge sur la figure III-7. Cette fonction poids est nulle en  $x = 0$  et  $x = L$ , et maximum au centre du domaine. Ainsi le  $\overline{C_n^2}$  moyen, issue de l'intégration le long du trajet optique est peu sensible au  $C_n^2$  sur les bords et donc à la turbulence générée par les structures porteuses de la source et du récepteur.

$$\overline{(\text{Re}(\psi'))^2} = \sigma_\chi^2 = 4\pi k^2 \int_0^L \int_0^\infty \kappa_x \Phi_n(\kappa_x) \sin^2\left(\frac{\kappa_x^2 x(L-x)}{2kL}\right) d\kappa dx \quad (3.21)$$

$$\sigma_{\chi_0}^2 = 0.124 \overline{C_n^2} k^{7/6} L^{11/6} \quad (3.22)$$

$$\overline{C_n^2} = \int_0^L C_n^2(x) W(x) dx \quad (3.23)$$

$$W(x) = \frac{4\pi^2 k^2}{C_n^2} \int_0^\infty 0.033 \kappa_x^{-8/3} \sin^2\left(\frac{\kappa_x^2 x(L-x)}{2kL}\right) d\kappa_x \quad (3.24)$$



**Fig. III-7:** Fonction poids  $W(x/L)$  normalisée par sa valeur à  $x/L=0.5$  pour un scintillomètre à petite ouverture (SAS – rouge) et pour un scintillomètre à grande ouverture (LAS – bleu).

De même les développements théoriques de la propagation d'onde dans un milieu turbulent permettent d'exprimer de manière similaire la variance de phase, la corrélation de l'énergie reçue en provenance de 2 sources différentes, ou encore l'angle d'arrivée d'un faisceau sur la lentille d'entrée (Tatarskii 1961; Wheelon 2002). A titre d'exemple la corrélation du signal reçu en provenance de deux sources distantes de  $\delta$  s'exprime par la relation (3.25). Cette propriété est en particulier utilisée par les scintillomètres de la marque Scintec (Thiermann and Grassl 1992).

$$\sigma_{\chi_1\chi_2}^2 = 4\pi k^2 \int_0^L \int_0^\infty \kappa_x \Phi_n(\kappa_x) \sin^2\left(\frac{\kappa_x^2 x(L-x)}{2kL}\right) J_0(\kappa_x \delta) \frac{2J_1^2(0,5\kappa_x D_r x/L)}{0,5\kappa_x D_r x/L} d\kappa dx \quad (3.25)$$

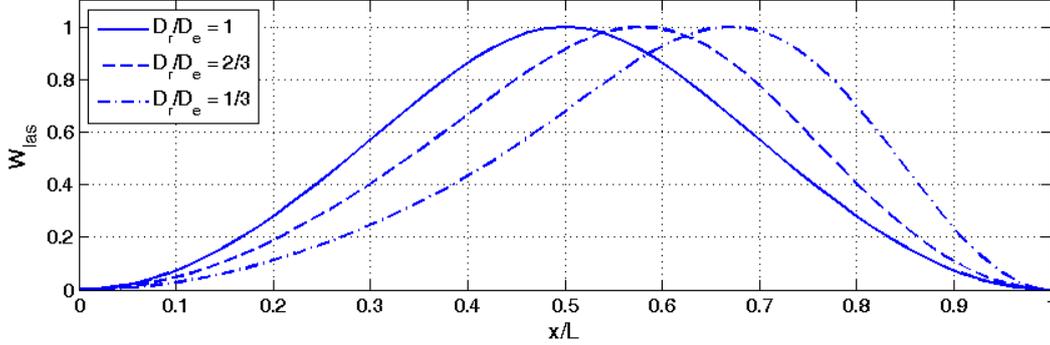
La proportionnalité entre  $\sigma_\chi^2$  et  $C_n^2$  dépend de la longueur d'onde ( $k = 2\pi/\lambda$ ) et de la distance parcourue par l'onde ( $L$ ). Cette relation de proportionnalité entre variance du signal reçu et  $C_n^2$  n'est vérifiée que pour des petites perturbations du signal, c'est-à-dire  $\sigma_\chi^2 < 0.3$ . Au-delà ( $\sigma_\chi^2 > 0.3$ ), on observe un phénomène de saturation, lorsque la scintillation induite par des tourbillons de taille  $l$  à une position  $x$  le long du trajet optique, ne peut plus être renforcée que par des tourbillons plus petits que  $l$  entre  $x$  et  $L$  (Clifford, Ochs et al. 1974). Dans ce modèle, la saturation est le résultat d'un filtre passe haut fonction de la position  $x$ . Il peut être ajouté dans les eq. (3.21) et (3.25) avec une fonction correspondant à ce filtre, convoluée avec la propagation et les caractéristiques du milieu, pour corriger, dans une certaine mesure les effets de saturation (Thiermann and Grassl 1992). Dans le domaine du visible et du proche infrarouge, les limitations dues à la saturation ne permettent pas d'utiliser l'eq. (3.22) et la méthode par scintillométrie avec une source ponctuelle sur des distances supérieures à quelques centaines de mètres.

Pour prévenir de la saturation on peut installer les dispositifs plus haut car, suivant les lois de similitudes,  $C_n^2$  décroît avec l'altitude et il en va de même pour  $\sigma_\chi^2$ . Une autre solution pour garder la proportionnalité entre  $\sigma_\chi^2$  et  $C_n^2$  sur des chemins optiques plus étendus consiste à utiliser des sources et des récepteurs à grandes ouvertures, c'est-à-dire grand devant le diamètre de l'image de diffraction  $D \gg \sqrt{\lambda L}$ . L'intégration de l'équation (3.21) sur les surfaces de la source de diamètre  $D_e$  et du récepteur de diamètre  $D_r$  revient à convoluer la propagation et les caractéristiques du milieu avec deux filtres passe bas supplémentaires, de fréquence de coupure  $D_e$  et  $D_r$ . Il en résulte une nouvelle fonction poids (3.26) dans laquelle ces filtres sont représentés par les fonctions de Bessel de premier ordre  $J_1$ .

$$W(x) = \frac{4\pi^2 k^2}{C_n^2} \int_0^\infty 0.033 \kappa_x^{-8/3} \sin^2\left(\frac{\kappa_x^2 x(L-x)}{2kL}\right) \left[ \frac{2J_1\left(0,5\kappa_x D_e \frac{x}{L}\right)}{0,5\kappa_x D_e \frac{x}{L}} \cdot \frac{2J_1\left(0,5\kappa_x D_r \left(1-\frac{x}{L}\right)\right)}{0,5\kappa_x D_r \left(1-\frac{x}{L}\right)} \right]^2 d\kappa_x \quad (3.26)$$

De même que la fonction poids pour une source ponctuelle, celle-ci est nulle en  $x = 0$  et  $x = L$  (Fig. III-7, courbe bleue). D'autre part, l'intégration de cette fonction le long du trajet optique (3.27) devient indépendante des petits nombres d'onde (inférieurs à  $D_e$ ,  $D_r$ ), filtrés par les fonctions de Bessel. Ainsi ce résultat ne dépend plus que de la distance  $L$  et des ouvertures  $D_e$  et  $D_r$  (Wang, Ochs et al. 1978).  $\alpha$  est une constante d'intégration qui dépend du rapport entre  $D_e$  et  $D_r$ . Il prend la valeur  $\alpha = 4.48$  pour  $D_r = D_e$  et  $\alpha = 1.61$  pour  $D_r = D_e/3$ . La figure III-8 illustre l'impact de l'asymétrie d'ouverture sur la fonction poids. Le maximum de la fonction poids se déporte vers l'ouverture la plus petite. Cette propriété peut être exploitée pour sélectionner la partie du trajet que l'on souhaite privilégier.

$$\sigma_\chi^2 = \frac{1}{\alpha(D_e/D_r)} \overline{C_n^2} D_e^{-7/3} L^3 \quad (3.27)$$



**Fig. III-8:** Fonction poids  $W(x/L)$  normalisée par sa valeur à  $x/L=0.5$  pour différents jeux d'ouverture.

Suivant (Clifford and Yura 1974) la condition pour prévenir de la saturation peut s'exprimer par l'équation (3.28), fonction des diamètres d'ouverture et de la scintillation pour une source ponctuelle. Dans le domaine du visible, pour des ouvertures  $D_r = D_e = 15\text{cm}$ , et des conditions de turbulence modérée, la linéarité entre  $\sigma_\chi^2$  et  $C_n^2$  est préservée pour des distances  $L$  pouvant atteindre 5km.

$$\frac{D_e^2 D_r^2}{D_e^2 + D_r^2} \gg \left(\frac{1}{4}\right)^{5/6} \frac{7.9}{\pi} \sigma_{\chi_0}^2 = \left(\frac{1}{4}\right)^{5/6} \frac{7.9}{\pi} 0.124 \overline{C_n^2} k^{7/6} L^{11/6} \quad (3.28)$$

#### III-4.3. Estimation des échanges sol atmosphère par scintillométrie

L'estimation des échanges sol/atmosphère se fait alors par le calcul des paramètres de structure pour la température ( $C_T^2$ ), et pour l'humidité spécifique ( $C_q^2$ ), qui permettent une estimation des échelles  $T^*$  et  $q^*$  à partir des équations (3.17). Le lien entre  $C_n^2$ , et  $C_T^2$ ,  $C_q^2$ ,  $C_{Tq}$ , est donné par l'Eq. (3.29). Celles-ci est dérivé de l'équation de Lorenz-Lorentz reliant indice de réfraction et densité de l'air et s'exprime pour l'air humide par (3.30) où  $P$  est la pression totale et  $e$  la pression partielle de vapeur (Hill, Clifford et al. 1980). Les fonctions  $m_1$  et  $m_2$  sont des fonctions qui dépendent de la longueur d'onde propagée et sont données en annexe 3. Cette expression permet de calculer les dérivées partielles intervenant dans l'expression (3.31) de la variation totale  $\delta n$  et par identification de calculer les coefficients  $A_P$ ,  $A_T$  et  $A_q$ . En reportant l'expression de  $\delta n = n'$  dans la définition (3.10) de la fonction de structure pour l'indice de réfraction on obtient l'expression (3.29). Les coefficients  $A_P$ ,  $A_T$  et  $A_q$  dépendent donc à la fois de l'état de l'atmosphère et de la longueur d'onde propagée.

$$C_{n^2} = \frac{A_T^2}{T^2} C_{T^2} + \frac{A_q^2}{q^2} C_{q^2} + 2 \frac{A_q A_T}{qT} C_{Tq} \quad (3.29)$$

$$10^6 (n-1) = m_1(\lambda) \frac{P-e}{T} + m_2(\lambda) \frac{e}{T} \quad (3.30)$$

$$\delta n = \frac{\partial n}{\partial p} \delta p + \frac{\partial n}{\partial q} \delta q + \frac{\partial n}{\partial T} \delta T = A_p \frac{\delta p}{p} + A_q \frac{\delta q}{q} + A_T \frac{\delta T}{T} \quad (3.31)$$

Les valeurs des coefficients  $A_p$ ,  $A_T$  et  $A_q$  et les contributions respectives des termes  $C_T^2$ ,  $C_q^2$ ,  $C_{Tq}$  à  $C_n^2$ , sont données en annexe 3. Dans le tableau A3.1 on peut noter que les fluctuations de pression sont toujours négligeables quel que soit la longueur d'onde. Dans le domaine du visible le poids des fluctuations de température et donc de  $C_T^2$  à  $C_n^2$ , est supérieur de 2 ordres de grandeur par rapport au poids des fluctuations d'humidité. Par contre, dans le domaine des micro-ondes les contributions de  $C_T^2$ ,  $C_q^2$ ,  $C_{Tq}$  à  $C_n^2$  auront un poids similaires. Ainsi, dans le domaine du visible, on obtient une expression de  $C_n^2$  qui ne dépend que de  $C_T^2$ . L'échelle de température  $T^*$  et le flux de chaleur sensible pourra alors être obtenue par les relations (3.17) et (2.38). Les contributions relatives de  $C_T^2$ ,  $C_q^2$ ,  $C_{Tq}$  à  $C_n^2$  étant bien différentes dans les domaines du visible et des micro-ondes, des mesures de  $C_{n_v}^2, C_{n_{mw}}^2, C_{n_{vmw}}^2$  pourront permettre d'inverser le système de 3 équations à 3 inconnues et de retrouver  $C_T^2$ ,  $C_q^2$ ,  $C_{Tq}$ .

Dans le domaine optique, la contribution majeure à  $C_n^2$  est donc celle de  $C_T^2$ . En suivant (Wesely 1976), les deux autres contributions peuvent être prises en compte comme une fonction du rapport de Bowen. D'une part  $C_q^2$ ,  $C_{Tq}$  s'expriment en fonction de  $C_T^2$  et des variances  $\sigma_T$  et  $\sigma_q$  (3.32). D'autre part, le rapport de ces variances s'exprime en fonction du rapport de Bowen (3.33).  $R_{xy} = \sigma_{xy} / \sigma_x \sigma_y$  sont les coefficients de corrélation. La valeur absolue de  $R_{Tq}$  et du rapport  $R_{wq} / R_{wT}$  sont supposés être égale à 1 avec l'hypothèse que les fluctuations de température et d'humidité sont transportées de la même manière par la turbulence.

$$C_q^2 \approx C_T^2 \left( \frac{\sigma_q}{\sigma_T} \right)^2 ; C_{Tq} \approx C_T^2 R_{Tq} \frac{\sigma_q}{\sigma_T} \quad (3.32)$$

$$\beta = \frac{H}{L_v E} = \frac{C_p \overline{w'T'}}{L_v \overline{w'Q'}} = \frac{C_p \sigma_T R_{wQ}}{L_v \sigma_Q R_{wT}} \approx \frac{C_p \sigma_T}{L_v \sigma_Q} \quad (3.33)$$

En reportant les expressions (3.32) dans l'eq. (3.29), cette dernière peut se factoriser et on obtient ainsi l'eq. (3.34) qui met en relation directe  $C_{n_v}^2$  et  $C_T^2$ .

$$C_{n_v}^2 = \frac{A_T^2}{T^2} C_T^2 \left( 1 + \frac{A_q}{q} \frac{T}{A_r} \frac{c_p}{\mathcal{L}} \beta^{-1} \right)^2 \approx \frac{A_T^2}{T^2} C_T^2 \left( 1 + 0.031 \beta^{-1} \right)^2 \quad (3.34)$$

La scintillométrie dans le domaine du visible est aujourd'hui bien connue et de nombreuses publications confirment sa pertinence pour évaluer des flux de chaleur agrégé sur des surfaces hétérogènes (Moene, Hartogensis et al. 2009). Quelques exemples de leur mise en œuvre sont présentés dans la partie suivante. Inversement les techniques micro-ondes, ou celles impliquant d'autres domaines spectraux sont plus délicates en terme de développement, souvent par manque de technologies adaptées. La conception de nouvelles méthodologie et de nouveaux instruments fait partie de mon projet de recherche et sera développé au chapitre VI.

Dans le domaine du visible, deux types d'instrument sont disponibles. Les scintillomètres laser (source ponctuelle) permettent d'accéder à la structure fine de la turbulence, mais les phénomènes de saturation limitent leur portée (<200m environ). Un instrument de ce type a été mis en œuvre dans le cadre de mes travaux et est présenté dans la partie résultat. D'autre part, les scintillomètres dits à grande ouverture (LAS: Large Aperture Scintillometers) à faisceau

incohérent sont bien adaptés à la détermination des flux intégrés sur de grandes distances (jusqu'à la dizaine de kilomètres), et ont de ce fait un potentiel important pour les études à l'échelle du paysage. La scintillométrie optique à grande ouverture, pour caractériser les flux de surface, a été abordée dans les années 80 à l'ERL à Boulder (Hill 1992) et développée en particulier par le Meteorology and Air Quality Group (Université de Wageningen, Pays-Bas) (De Bruin 2002) qui reste un des plus actifs encore aujourd'hui (Moene, Hartogensis et al. 2009). En France, l'INRA a joué un rôle de promoteur depuis le milieu des années 90. Après avoir été validée sur des surfaces homogènes, la méthode a été testée dans des configurations de complexité croissante, sur des parcelles composites (Alpilles/ReSeDA) et sur des canopées urbaines (ESCOMPTE-201, CAPITOU-2004). Ces travaux ont pu évaluer la pertinence de la méthode pour estimer des flux de chaleur sensible, et ont confirmé le caractère opérationnel de la scintillométrie sur des 'paysages' complexes (Lagouarde, Bonnefond et al. 2002; Irvine, Lagouarde et al. 2002 ; Lagouarde, Irvine et al. 2006). Des instruments commerciaux sont disponibles (BLS900-Scintec, LAS-Kipp&Zonen) depuis 2004, ce qui a contribué à 'populariser' la scintillométrie dans la communauté scientifique internationale et nationale (CESBIO, IRD, LTHE, Météo France, LSIT...).

### **III-5. Empreinte d'une mesure de flux**

#### *III-5.1. Notion d'empreinte*

Ce que les micro-météorologistes appellent communément zone d'empreinte ou encore footprint, est la partie de la surface du sol contribuant au flux turbulent mesuré par un capteur à une hauteur  $z_m$  (Schmid 2002). En effet, les fluctuations, de température, de vitesse, de teneur en eau, etc. observées par un anémomètre sonique ou un scintillomètre à l'altitude  $z_m$ , ont été générées quelque part au vent du capteur, dispersées par la diffusion turbulente et advectées jusqu'au capteur. La distance parcourue par une fluctuation générée à la surface, et donc la fonction représentant l'empreinte, dépend de la capacité de l'atmosphère à transporter cette fluctuation en altitude et dépend donc des caractéristiques turbulentes, c.à.d. de la longueur de Monin-Obukhov, de la vitesse de frottement, et des paramètres de surface comme la longueur de rugosité. Ainsi, on a besoin de connaître les caractéristiques turbulentes de la couche de surface, et donc les flux de chaleur sensible et les flux de quantité de mouvement pour savoir d'où ces flux proviennent.

Les analyses d'empreinte sont nécessaires pour comprendre la signification des mesures du flux, en particulier pour les sites d'observation non idéaux et/ou soumis à une grande variabilité climatique. Pour les sites non idéaux les micro-météorologues sont intéressés de savoir combien et à quelle fréquence certains obstacles au vent du capteur, seront situés dans la zone d'empreinte. Le calcul d'empreinte doit donc être fait pour chaque situation météorologique et pour chaque direction de vent. Pour les stations de flux de grandes hauteurs, observant des surfaces avec des couvertures hétérogènes, les analyses d'empreinte sont également utiles pour déterminer la contribution de chaque type de couvert aux flux observés.

Depuis que la technique d'eddy-covariance est couramment utilisées pour estimer les flux turbulents à la surface, de nombreux modèles d'empreinte ont été proposés pour documenter les zones sources (Thomson 1987; Horst and Weil 1992; Schmid 1994; Hsieh, Katul et al. 2000; Kljun, Calanca et al. 2004). Ces modèles sont généralement valables pour des conditions de surface homogène et stationnaires. Cependant, ces modèles donnent un bon ordre de grandeur de la zone d'empreinte même dans les cas de propriétés de surface hétérogènes à condition d'être utilisé avec des paramètres agrégés (Hsieh, Katul et al. 1997). Les modèles d'empreinte sont également nécessaires pour les outils scintillométriques. (Meijninger, Hartogensis et al. 2002)

ont les premiers présentés un modèle combinant un modèle d’empreinte ponctuel (Horst and Weil 1992) avec la fonction poids d’intégration spatiale du scintillomètre (3.26) pour produire une empreinte 2D spécifique pour les mesures scintillométriques. Il a été utilisé par plusieurs auteurs pour différentes conditions de surface (Guyot, Cohard et al. 2009; Kleissl, Hong et al. 2009; Timmermans, Su et al. 2009; Bouin, Legain et al. 2012). Cependant le modèle de Meijninger (MH02) utilise des paramètres de surface agrégés et la hauteur équivalente du faisceau (voir ci-dessous). Ces hypothèses ne sont valables que pour les petites variations de hauteur le long du chemin optique. En effet, pour un point du trajet optique, l’empreinte correspondante est fortement liée à sa hauteur. Ainsi l’empreinte pour une mesure scintillométrique dépend de l’altitude le long du trajet optique. Il est souvent commode de tirer parti de la topographie pour installer un scintillomètre dans un environnement naturel, en plaçant l’émetteur et le récepteur sur des lieux élevés avec des infrastructures légères et d’obtenir ainsi une hauteur équivalente assez élevée (Hartogensis, Watts et al. 2003; Guyot, Cohard et al. 2009; Kleissl, Hong et al. 2009). Pour ces situations l’approche MH02 peut conduire à une approximation grossière de l’empreinte pour les mesures scintillométriques. Les paragraphes suivants rappellent la définition d’un modèle d’empreinte, explicite à titre d’exemple l’un de ces modèles et propose un nouveau développement pour le modèle d’empreinte d’un scintillomètre. Ce développement est en cours de publication (Cohard, Barral et al. 2017).

### III-5.2. Formulation de l’empreinte

La formulation implicite usuelle de la fonction d’empreinte  $f(x, y, z_m)$  est exprimée par l’équation (3.35), dans laquelle  $F(z_m)$  est le flux mesuré à la hauteur  $z_m$  et  $S(x, y)$  est la distribution spatiale des sources de flux à la surface.

$$F(z_m) = \int_{-\infty}^x \int_{-\infty}^{+\infty} S(x, y) \cdot f(x, y, z_m) \cdot dy \cdot dx \quad (3.35)$$

Des études antérieures (Horst and Weil 1992; Hsieh, Katul et al. 1997; Schmid 2002) ont montré que la fonction d’empreinte  $f(x, y, z_m)$  est une fonction du flux lui-même  $F$ , de la hauteur d’observation  $z_m$ , de la longueur de rugosité  $z_0$  et du paramètre de stabilité  $\zeta = z_m/L_{MO}$  où  $L_{MO}$  est la longueur de Monin-Obukhov. Hsieh a proposé de grouper les variables  $z_m$  et  $z_0$  dans une nouvelle échelle de longueur  $z_u$  définie par l’équation (3.36). Ce changement de variable permet de réduire le nombre de variables de la fonction d’empreinte et permet d’obtenir par analyse dimensionnelle, une expression analytique de  $f_x(x, z_m)$ . Elle est donnée en (3.37) où  $x$  est l’abscisse dans la direction du vent,  $\kappa_k$  est la constante de Karman (= 0,4), et D et P sont des constantes de similitude fonctions du signe de  $\zeta$  (D = 0,28, P = 0,59 pour  $\zeta < 0$ ; D = 0,97, P = 1 pour  $\zeta = 0$ ; D = 2,44, P = 1,33 pour  $\zeta > 0$ ).

$$z_u = z_m \left( \ln(z_m/z_0) - 1 + z_0/z_m \right) \quad (3.36)$$

$$f_x(x, z_m) = \frac{1}{\kappa_k^2 x^2} D z_u^P |L_{MO}|^{1-P} \exp\left( \frac{-1}{\kappa_k^2 x} D z_u^P |L_{MO}|^{1-P} \right) \quad (3.37)$$

En supposant que la diffusion dans le plan horizontal est indépendante de la diffusion turbulente dans le plan vertical, la fonction d’empreinte 2D  $f(x, y, z_m)$  peut être exprimée comme le produit de  $f_x(x, z_m)$  avec une fonction de distribution dans le plan horizontal (3.38).

$$f(x, y, z_m) = D(x, y) \cdot f_x(x, z_m) \quad (3.38)$$

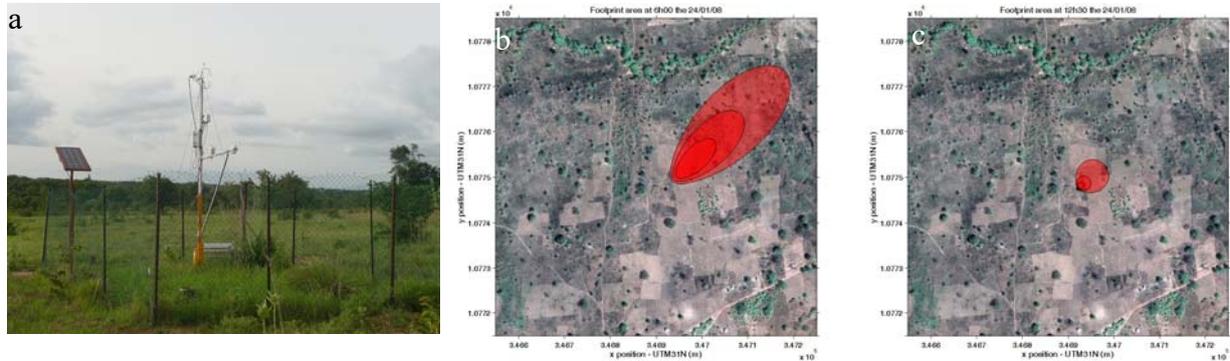
Il est communément admis (Schmid 1994) que  $D$  est une fonction de distribution gaussienne (3.39) où le paramètre de dispersion est fonction de la déviation standard de la norme du vent transverse  $\sigma_y$  et de la distance  $x$  au point de mesure (3.40) (Eckman 1994).

$$D(x, y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_y} \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{y}{\sigma_y}\right)^2\right) \quad (3.39)$$

$$\sigma_y = a_1 z_0 \frac{\sigma_v}{u^*} \left(\frac{x}{z_0}\right)^{p_1} \quad (3.40)$$

La figure III-9 présente l'empreinte instantanée (30min) d'une mesure de flux pour des conditions stables de fin de nuit ( $H=-30 \text{ W/m}^2$ ,  $z_m/L_{MO}=0.5$ ) et des conditions convectives de milieu de journée ( $H=330 \text{ W/m}^2$ ,  $z_m/L_{MO}=-0.5$ ) pour une station de flux installée à Nalohou au Bénin. Chaque surface comprise à l'intérieur d'un iso-contour de  $X\%$  correspond à la surface contribuant à  $X\%$  au flux mesuré et s'exprime par l'eq. (3.41). Sur l'exemple proposé on note que l'empreinte pour les conditions instable est beaucoup plus petite que celle obtenue pour des conditions stables. Les surfaces correspondantes aux empreintes à 25%, 50% et 75% sont respectivement 0.45ha, 1.42ha et 3.86ha pour les conditions stables mais seulement 0.02 ha, 0.08 ha et 0.41 ha c.à.d. 10 à 20 fois moins pour les conditions instables. Une étude complète des empreintes a été réalisée pour cette station (Cohard and Galle 2012) et est partiellement reprise dans (Mamadou, Cohard et al. 2014).

$$\frac{\iint_{C_{X\%}(x,y)} f(x, y, z_m) . dx . dy}{\iint_{\infty} f(x, y, z_m) . dx . dy} = X\% \quad (3.41)$$



**Fig. III-9:** fonction d'empreinte de la station de flux de Nalohou au Bénin (a) le 24/01/2008 pour une situation d'atmosphère stable à 6h00 (b) et instable à 12h30 (c). Les iso-contours correspondent respectivement à 25%, 50% and 75% des contributions au flux observés. Extrait de (Mamadou, Cohard et al. 2014).

### III-5.3. Fonction d'empreinte pour mesures scintillométriques

L'idée principale de ce développement est d'exprimer la fonction d'empreinte pour scintillomètre comme une intégrale le long du chemin optique ( $x$ ) de la somme des fonctions 2D  $f(x, y, z_m(x))$  de l'empreinte locale. A partir de l'expression (2.38), exprimée à l'échelle de la mesure scintillométrique, dans laquelle l'échelle de température  $\overline{T^{*2}}$  est remplacée par son expression issue de (3.17), on obtient l'équation (3.42).  $(z-d)_{eq}$  est la hauteur équivalente du trajet optique défini par (Hartogensis, Watts et al. 2003) et rappelée par l'équation (3.43). Cette

hauteur équivalente est une moyenne pondérée par (3.26) de l'altitude du faisceau et corrigé des effets de la stabilité de l'atmosphère.

$$\overline{H}^2 = \left(\overline{\rho c_p}\right)^2 \overline{u}^{*2} \overline{C_T^2} \frac{(z-d)_{eq}^{2/3}}{\phi_{C_T^2} \left( (z-d)_{eq} / L_{MO} \right)} \quad (3.42)$$

$$(z-d)_{eq}^{-2/3} \phi_{C_T^2} \left( \frac{(z-d)_{eq}}{L_{MO}} \right) = \int_0^L (z-d)^{-2/3} \phi_{C_T^2} \left( \frac{z-d}{L_{MO}} \right) W(x) dx \quad (3.43)$$

Dans l'équation (3.42),  $\overline{C_T^2}$  peut être remplacé par son expression fonction de  $\overline{C_n^2}$  (3.34) lui-même exprimé sous forme intégrale (3.23). On obtient ainsi l'expression (3.44).

$$\overline{H}^2 = \left(\overline{\rho c_p}\right)^2 \overline{u}^{*2} \frac{(z-d)_{eq}^{2/3}}{\phi_{C_T^2} \left( (z-d)_{eq} / L_{MO} \right)} \frac{\overline{T^2}}{A_T^2} \int_0^L \frac{A_T^2}{T^2} C_T^2(x) W(x) dx \quad (3.44)$$

En supposant que les variations de température sont faibles le long du trajet optique, ( $\sim 1^\circ/300^\circ$ ), alors le terme  $A_T^2/T^2$  peut sortir de l'intégrale et être remplacé par sa valeur moyenne. La valeur locale de  $C_T^2(x)$  est alors exprimée en fonction de  $H(x)$  en utilisant les expressions locales de (3.17) et (2.38) ce qui mène à l'équation (3.45) dans laquelle les valeurs locales et moyenne de  $\rho c_p$  ont été simplifiée car supposées peu différentes.

$$\overline{H}^2 = \overline{u}^{*2} \frac{(z-d)_{eq}^{2/3}}{\phi_{C_T^2} \left( (z-d)_{eq} / L_{MO} \right)} \int_0^L \frac{H^2}{\overline{u}^{*2}} (z-d)^{-2/3} \phi_{C_T^2} \left( \frac{z-d}{L_{MO}} \right) W(x) dx \quad (3.45)$$

Le terme de gauche de (3.45) peut être remplacé par  $\overline{H}^2 = \overline{H} \rho c_p \overline{T^* u^*}$  et  $H^2(x)$  dans l'intégrale peut être également remplacé en partie par  $H/u_*^2 = \rho C_p T_* / u_* = \rho C_p T u_* / g \kappa L_{MO}$  et en partie par la formulation de la fonction d'empreinte (3.35). Cela mène à l'équation (3.46) dans laquelle les valeurs locales et moyenne de  $\rho c_p$  ont été à nouveau simplifiées.

$$\overline{H} = \frac{\overline{u_*}}{\overline{T^*}} \frac{(z-d)_{eq}^{2/3}}{g \left( \frac{(z-d)_{eq}}{L_{MO}} \right)} \int_0^L \left[ \int_{-\infty}^0 \int_{-\infty}^{+\infty} S(x_s, y_s) \cdot f(x_s, y_s, z) \cdot dy_s \cdot dx_s \right] \frac{T u_*}{g \kappa L_{MO}} (z-d)^{-2/3} g \left( \frac{z-d}{L_{MO}} \right) W(x) dx \quad (3.46)$$

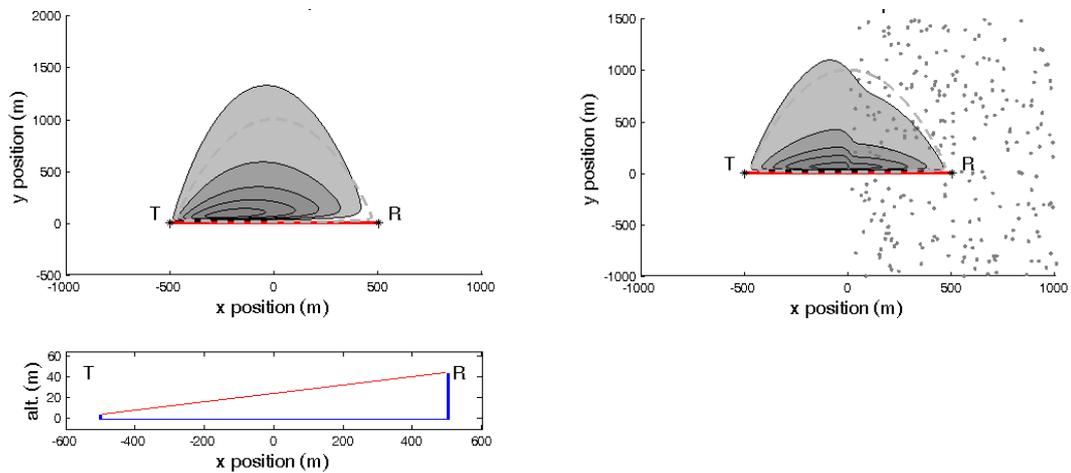
Enfin les intégrales peuvent être inversées et les termes réarrangés pour former l'équation (3.47) dans laquelle la fonction d'empreinte pour le scintillomètre  $f_{scint}(x_s, y_s, z_m)$  peut être identifiée et exprimée par (3.48).

$$\overline{H} = \int_{-\infty}^0 \int_{-\infty}^{+\infty} S(x_s, y_s) \cdot f_{scint}(x_s, y_s, z_m) dy_s dx_s \quad (3.47)$$

$$f_{scint}(x_s, y_s) = \frac{\overline{u_*}}{\overline{T^*}} \frac{(z-d)_{eq}^{2/3}}{\phi_{C_T^2} \left( (z-d)_{eq} / L_{MO} \right)} \int_0^L \frac{T u_*}{g \kappa L_{MO}} (z-d)^{-2/3} \phi_{C_T^2} \left( \frac{z-d}{L_{MO}} \right) W(x) f(x_s, y_s, z) dx \quad (3.48)$$

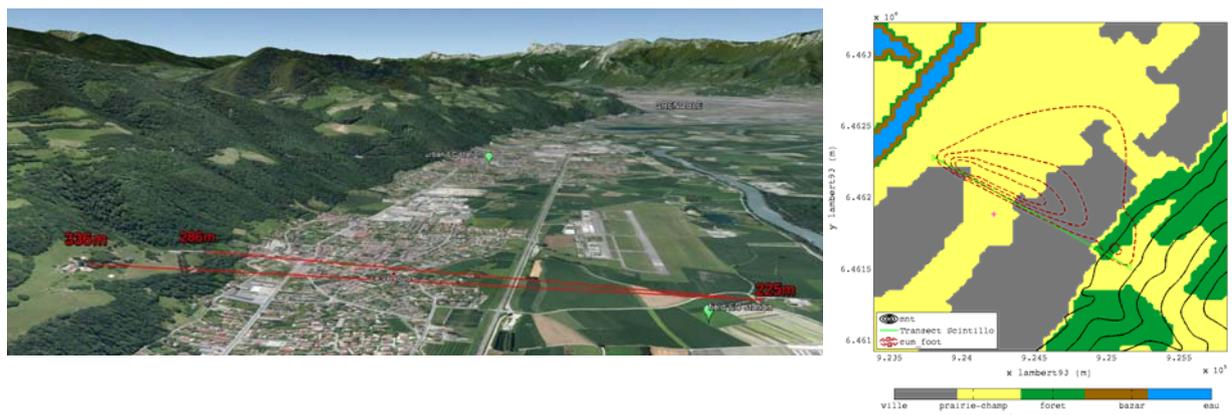
Dans la formulation (3.48) la fonction d'empreinte du scintillomètre est définie comme la somme des fonctions d'empreinte locales estimées en chaque point de la trajectoire du scintillomètre. Dans l'intégrale le long du chemin optique,  $z$  et  $d$  sont fonctions de l'abscisse  $x$  entre l'émetteur et le récepteur, comme la fonction de pondération du scintillomètre  $W(x)$  et les

échelles de turbulence  $u^*$  et  $L_{MO}$ . En cas de terrain plat avec des conditions de turbulence homogène le long du chemin optique (3.48) se réduit à l'intégrale du produit de la fonction de pondération du scintillomètre et d'une fonction d'empreinte locale.



**Fig. III-10:** Sensibilité de l'empreinte d'un scintillomètre ( $L = 1000m$ ;  $u_{50m} = 10m/s$ ) à la topographie (gauche) et à la rugosité de la surface (droite) pour des conditions instables ( $\overline{H} = 240 Wm^{-2}$ ). L'élévation du faisceau est de 5 à 45m pour cas avec topographie ( $z_0 = 0.1m$ ). Pour le cas rugosité variable, elles sont respectivement  $z_0 = 0.1m$  sur la partie gauche et  $z_0 = 1m$  sur la partie droite ( $z_{faisc} = 10m$ ). Les iso-contours correspondent respectivement à 10%, 30%, 50%, 70% et 90% des contributions au flux observés. L'iso-contour pointillé est la fonction d'empreinte non corrigée (Meijninger, Hartogensis et al. 2002) pour 90% de contribution au flux (tiré de (Cohard, Barral et al. 2015)).

La sensibilité à la topographie et à la rugosité du sol de la fonction d'empreinte pour le scintillomètre est illustrée fig. III-10. Elle montre pour des conditions instables ( $\overline{H} = 240 Wm^{-2}$ ) la déformation de la zone d'empreinte. Pour un trajet optique incliné le maximum de contribution est déporté vers la partie basse du trajet optique. Dans les cas d'hétérogénéité de couvert, les observations seront plus représentatives de la zone la moins rugueuse.



**Fig. III-11:** Dispositif expérimental du Versoud (à gauche) permettant de valider le modèle d'empreinte. A droite, empreinte théorique calculée à l'aide du modèle proposé à l'éq. (3.48) pour le scintillomètre avec un trajet optique ayant 110m de dénivelé. La carte représente l'occupation du sol.

Une expérience de validation a été conçue pour valider le modèle d'empreinte au Versoud près de Grenoble (fig. III-11). Elle consiste à mesurer les flux de chaleur sensible sur une surface composite constituée pour moitié de zone urbaine ( $z_0 > 1m$ ) et pour moitié de zone agricole ( $z_0 \sim 0.1m$ ). Les mesures sont réalisées à l'aide de deux scintillomètres avec des trajets optiques ayant respectivement un dénivelé de 60m et 110m. La topographie du Versoud permet de réaliser

cette configuration, proche des conditions étudiées théoriquement (fig. III-10). Pour le trajet avec le dénivelé de 110m (resp 60m), l’empreinte théorique à 80% de contribution au flux comprend 29% (resp 48%) de zone urbaine et 71% (resp 52%) de zone agricole. Des mesures des flux de chaleur sensible locaux sur chacun de ces deux types de couvert ont été réalisées avec des stations d’eddy-covariance pour être comparés aux mesures agrégées obtenues par scintillométrie. Ces observations sont en cours de dépouillement.



## **IV. Observation de la variabilité temporelle et spatiale de l'évapotranspiration**

Les méthodes d'observations des flux turbulents, et en particulier de l'évapotranspiration ont été décrites dans le chapitre précédent. Elles sont illustrées dans ce chapitre par des études qui décrivent la variabilité temporelle et spatiale de l'évapotranspiration, d'une part sur des couverts homogènes et d'autre part sur des couverts hétérogènes. Tous les exemples sont issus de campagnes de mesures que j'ai réalisées depuis que je suis au LTHE. Ils concernent d'une part des mesures obtenues par la méthode d'eddy-covariance dans le cadre du SNO AMMA-CATCH<sup>10</sup> (Lebel, Cappelaere et al. 2009). Ils concernent d'autre part des mesures obtenues par scintillométrie sur des couverts urbains et des couverts naturels. En particulier, dans le dispositif proposé pour estimer les flux d'évapotranspiration par scintillométrie infra-rouge, le scintillomètre permet de mesurer les flux de chaleur sensible intégrés sur le bassin, les autres termes du bilan d'énergie (rayonnement, flux dans le sol) pouvant être, a priori, déduits de mesures ponctuelles plus classiques. Dans cette approche, l'estimation de l'évapotranspiration cumule les erreurs de tous les autres termes du bilan d'énergie. Ma démarche a donc d'abord consisté à mieux contraindre chacun de ces termes afin de réduire les incertitudes sur le résidu du bilan. Ces travaux s'appuient principalement sur deux campagnes de mesure, l'une sur surface homogène et la seconde sur couvert hétérogène. Une première expérience a été menée au LCPC<sup>11</sup> à Nantes lors des campagnes Hydroville<sup>12</sup> pour évaluer la pertinence de l'approche de l'estimation des flux d'évapotranspiration par la méthode de bilan. La deuxième expérience, concerne l'estimation de l'évapotranspiration à l'échelle du bassin versant (10 km<sup>2</sup>) au Bénin. Ces deux études sont présentées dans la partie IV-3 ci-dessous.

### **IV-1. Variabilité temporelle de l'évapotranspiration mesurée par Eddy-covariance**

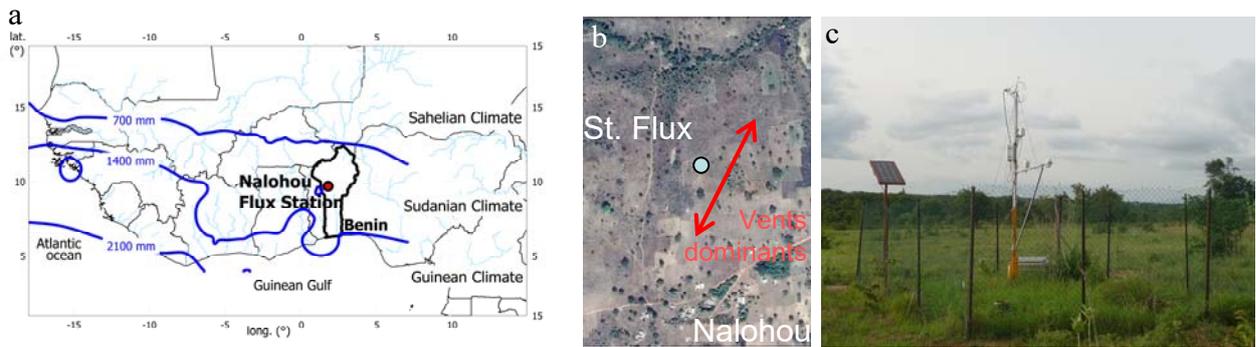
La thèse de Ossenatou Mamadou (Mamadou 2014) concerne l'étude comparée des flux d'évapotranspiration en climat soudanien pour deux couverts végétaux et en partie publié en 2014 pour une jachère Fig. IV-1 (Mamadou, Cohard et al. 2014) et en 2016 pour la comparaison entre jachère et forêt claire (Mamadou, Galle et al. 2016). Ce travail a bénéficié des installations et de la logistique de l'observatoire AMMA-CATCH qui s'étend le long d'un méridien Sud – Nord, entre 9°N et 17°N, au Bénin, au Niger et au Mali (Voir Annexe1 pour plus de détails sur cet observatoire).

---

<sup>10</sup> (African Monsoon Multidisciplinary Analysis–Coupling of the Tropical Atmosphere and Hydrological Cycle)

<sup>11</sup> LCPC : Laboratoire Central des Ponts et Chaussées

<sup>12</sup> (Financement CNRS – INSU ; pgm EC2CO – 2003-2004)

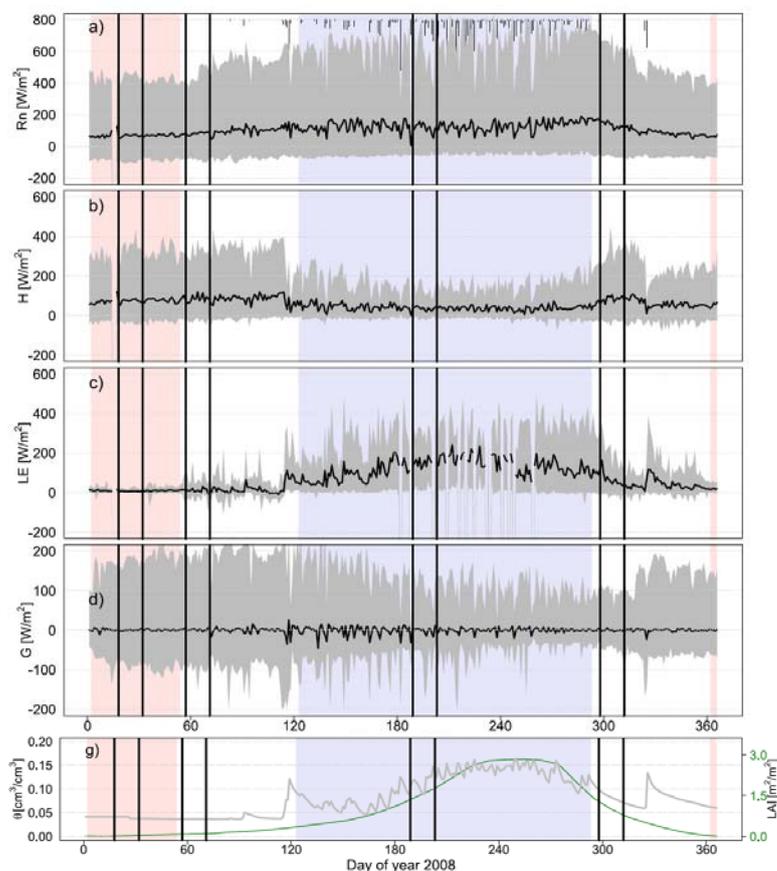


**Fig. IV-1:** Localisation de la station de flux de Nalohou (c) en Afrique de l'Ouest (a) et de son environnement en termes de végétation (b).

Dans le cadre de cet observatoire, un réseau de 6 stations de flux a été installé permettant de renseigner les échanges d'eau, d'énergie (flux sensible -  $H$  et flux Latent -  $LE$ ), et de  $CO_2$ , leur variabilité saisonnière et inter-saisonnière, des zones soudaniennes ( $< 1400$  mm de pluie par an) au nord sahel ( $< 400$  mm de pluie par an). Le rôle d'animateur du groupe flux de l'observatoire AMMA-CATCH que j'ai assumé entre 2008 et 2012 a essentiellement consisté à coordonner la mise en œuvre des procédures de calibration des instruments et uniformiser les procédures de traitement conformément aux procédures CarboEurope. Si les événements politiques des derniers mois ont eu raison d'une partie des stations au Mali, les données récoltées entre 2006 et 2011 ont permis de caractériser des écosystèmes très peu documentés jusqu'à ce jour (Boulain, Cappelaere et al. 2009; Ramier, Boulain et al. 2009; Timouk, Kergoat et al. 2009; Mamadou, Cohard et al. 2014).

Plus particulièrement au Bénin, La station de Nalohou est installée depuis le mois de juin 2007 et est toujours en place en juillet 2016. Les données présentées Fig. IV.2-3 concernent l'année 2008. La Fig. IV-2 présente les différentes composantes du bilan d'énergie,  $R_n$ , bilan des quatre composantes du bilan radiatif, les flux de chaleur sensible  $H$  et latente  $LE$  estimés par la méthode d'Eddy-Covariance, et le flux de chaleur dans le sol  $G$  estimé par la méthode des harmoniques (2.8). Le cycle annuel de ces différents termes est fortement impacté par le cycle saisonnier associé à la saison des pluies (Fig. IV-2a) identifiée de début Mai à fin Octobre (zone bleue sur Fig. IV-2) et au cycle de la végétation (Fig. IV-2e). Un suivi pluriannuel des variables météorologiques est proposé en Annexe II pour compléter la description du climat dans cette région. En particulier sur la Fig. IV-2a, le rayonnement net est relativement faible pendant la saison sèche, résultat de la nébulosité associée aux aérosols et d'un bilan grande longueur d'onde largement déficitaire, conséquence des fortes températures de surface pendant la journée ( $T_s > 50^\circ C$ ). Ces conditions de surface produisent des flux de chaleur sensible et des flux dans le sol relativement plus importants en saison sèche qu'en saison humide (Fig. IV-2b-d). Dès les premières pluies, le flux de chaleur sensible chute brusquement, à l'avantage du flux de chaleur latente dont les valeurs maximales se rapprochent de  $400 W/m^2$  en milieu de journée (Fig. IV-2c). Ces flux de chaleur latente correspondent plutôt à de l'évaporation du sol en début de saison des pluies, puis plutôt à de la transpiration lorsque la végétation recouvre suffisamment le sol, à partir du mois de juillet (non présenté dans ce manuscrit). A la fin de la saison des pluies, la sénescence de la végétation s'accompagne d'une baisse du flux de chaleur latente et une augmentation concomitante du flux sensible. La décroissance continue de l'amplitude journalière du flux dans le sol (Fig. IV-2d) pendant la saison des pluies est plutôt en phase avec la croissance de la végétation (Fig. IV-2e). Ainsi, les effets d'ombrage sur la surface par la végétation semblent prépondérants pour ce terme devant les effets de l'humidité qui provoquent une baisse de la température de surface compensée en partie par une augmentation de la conductivité thermique. On peut également noter les forts déstockages ( $G < 0$ ) associés aux événements pluvieux, en particulier pendant les saisons intermédiaires. Enfin, la transition rapide entre des conditions de surface avec végétation et les conditions de sols nus, par brulis de cette végétation

aux environs de fin novembre (DOY 330), est beaucoup plus marquée pour G que pour H. Ce dernier est beaucoup plus impacté par l'événement de précipitation isolé (Dec.) que par ce changement brusque de végétation.

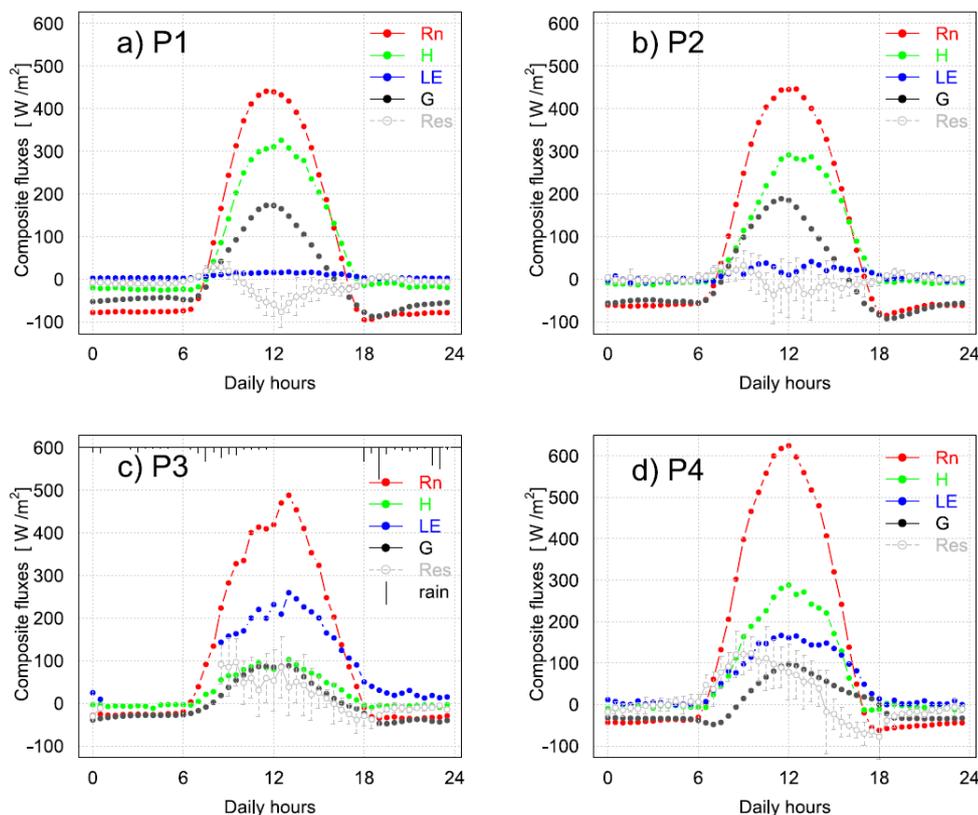


**Fig. IV-2:** Evolution temporelle des moyennes (noir) et amplitude (gris) journalières des flux de rayonnement (a), sensible (b), latent (c) et de conduction (d) pour l'année 2009. Le panneau le plus bas (e) représente l'humidité de surface (échelle de gauche) et le LAI estimé à partir de données satellites (échelle de droite). Les pochages roses et bleus indiquent les périodes sèches et les périodes humides définies par un critère sur l'humidité spécifique. Les traits verticaux marquent les sous périodes de 15 jours représentatives de chaque saison. Tiré de (Mamadou, Cohard et al. 2014).

La Fig. IV-3 permet de comparer les cycles diurnes moyens pour les différents termes du bilan d'énergie pour les quatre sous périodes de 15 jours identifiées sur la Fig. IV-2, et de comparer la partition de l'énergie disponible entre les flux de chaleur sensible et de chaleur latente. Les cycles diurnes du rayonnement net montrent l'amplitude la plus forte en saison intermédiaire P4, lorsque l'atmosphère est claire, lavée de la présence des aérosols. Cette énergie disponible est impactée par la couverture nuageuse essentiellement en saison humide (P3). Pour les autres saisons la forme du cycle diurne est typique de journées sans nuage. Pour ce site, le flux de conduction dans le sol présente deux fois plus d'amplitude en absence de végétation (période P1 et P2) qu'en présence des herbacés qui couvrent la majeure partie de la surface. Pour ce qui concerne les flux turbulents, on remarque la prépondérance des flux sensibles devant les flux latents pendant les périodes P1 et P2. Pendant la saison humide, le flux latent atteint des valeurs maximum de l'ordre de 250W/m² suivant la dynamique moyenne du cycle du rayonnement net. En saison intermédiaire P4, le flux sensible redevient supérieur au flux latent.

Au-delà des valeurs chiffrées que donnent ces courbes, elles nous renseignent également sur les processus. En particulier, on peut noter l'évapotranspiration nocturne. Les conditions de stabilité, de stationnarité du vent ne permettent pas d'expliquer ces flux positifs par du déstockage de vapeur de la canopée, ni par de l'évaporation associée à de l'advection de masse

d'air sèche (Mauder, Jegede et al. 2006). Une explication probable pourrait être une fermeture incomplète des stomates déjà observées pour les espèces de type C4, en réponse à un déficit de vapeur, ou à la disponibilité en nutriment, ou à la présence d'eau voire de saturation proche de la surface (Caird, Richards et al. 2007). Toutefois, cette hypothèse devra être confirmée, par exemple par des mesures directes de la conductance stomatique ou par des mesures isotopiques pour quantifier la part de la transpiration dans ces flux nocturnes d'évapotranspiration.



**Fig. IV-3: Cycles diurnes composites des différents termes du bilan d'énergie pour les quatre sous période identifiés sur la Fig. II-19. P1 sous période sèche, P2 sous période intermédiaire sèche→humide, P3 sous période humide, P4 sous période intermédiaire humide→sèche. Tiré de (Mamadou, Cohard et al. 2014).**

La figure IV-3 présente également en gris les résidus du bilan d'énergie ( $=R_n-H-LE-G$ ). On peut noter pendant la saison sèche (P1) un fort excédent d'énergie, résidu négatif probablement dû à une sous-estimation de l'énergie disponible ( $R_n-G$ ) associé au dépôt d'aérosol sur le capteur de rayonnement et/ou à une surestimation du flux dans le sol (gradient en surface ou conductivité thermique) pour cette période. En période P3 on observe un déficit de flux qui pourrait être causé par différentes contributions, comme le stockage d'énergie dans la canopée, les instationnarités, l'incertitude sur le flux dans le sol, ou une sous-estimation du flux de chaleur latente. En période intermédiaire P4, le fort déphasage entre le flux dans le sol et le rayonnement net est expliqué par une couche de végétation couchée sur le sol (mulch) à l'endroit des capteurs de température dans l'enclos de la station, alors que partout ailleurs les herbacés ont été brûlés. Il manque donc, pour l'estimation du flux dans le sol, un terme de stockage d'énergie associé au mulch pour réduire le résidu du bilan d'énergie.

Globalement la fermeture du bilan d'énergie est déficitaire (Fig. IV-4) comme pour la majorité des études similaires (Culf, Foken et al. 2004; Foken, Wimmer et al. 2006). Les sources d'erreur communément admises sont celles associées à la méthode elle-même, celles associées aux différences de représentativité spatiale de chaque capteur, et enfin celles associées aux structures turbulentes cohérentes générées par l'hétérogénéité du couvert ou par des structures

basses fréquences de la couche limite planétaire. Pour ce qui concerne les erreurs associées à la technique d'EC, les différents diagnostics et corrections proposés dans les 2 dernières décennies permettent de les minimiser (Moncrieff 2004). Concernant les différences de représentativité spatiale, une attention particulière doit être portée à la mesure de l'énergie disponible, éventuellement en multipliant les points de mesure, en particulier pour le flux dans le sol. D'autre part, il n'y a pas de raison objective pour que cette erreur induise systématiquement une surestimation de  $R_n - G$ . Concernant le dernier point, plusieurs études ont montré l'implication de structures turbulentes basse fréquence dans la non fermeture du bilan d'énergie local (Foken, Wimmer et al. 2006; Eder, Schmidt et al. 2014). En particulier, en Afrique de l'Ouest, pendant la saison intermédiaire, lors de la mise en place du flux de mousson, (Lohou, Saïd et al. 2010) ont identifié la signature de l'entraînement entre le flux de mousson et le flux d'Harmatan dans les observations de turbulence au sol. Pour les données présentées ci-dessus (Fig. IV-4c), ce processus ne semble pas affecter le bilan d'énergie. En conclusion, l'analyse de la non fermeture du bilan d'énergie, lorsque les flux turbulents sont mesurés par la méthode d'eddy-covariance, nécessite souvent des observations supplémentaires ou des études de modélisation spécifique pour en identifier les causes.

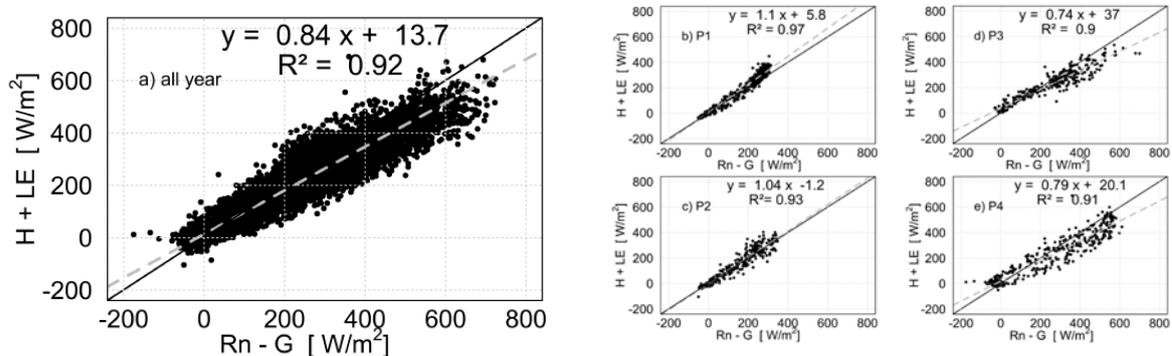


Fig. IV-4: Fermeture du bilan d'énergie sur le site de Nalohou pour l'année 2009 (a) et pour les sous période P1 (b), P2 (c), P3 (d) et P4 (e). Tiré de (Mamadou, Cohard et al. 2014).

## IV-2. Variabilité spatiale des flux turbulents mesurés par Eddy-Covariance

Les deux illustrations ci-dessous présentent la variabilité des flux turbulents mesurés par Eddy-Covariance pour des sites distants de quelques kms de distance pour des conditions de surface différentes. La première concerne des sites d'observation tous situés sur le bassin versant d'Ara (10km²) (Fig. IV.5). La station de Nalohou dont les données pour l'année 2008 ont été présentées ci-dessus, est la station pérenne installée sur un site de jachère. La station de flux « arboré » a été installée sur une savane arborée entre décembre 2010 et fin août 2011. Enfin la station de Bandechouri a été installée entre mars 2013 et septembre 2014 dans une zone de bas fond pour lequel la présence d'eau en sous-sol a été observé à moins de 1m, y compris en saison sèche. Comparées deux à deux ces séries de données permettent, pour un même climat, de documenter la variabilité des flux sur le bassin de l'Ara et en particulier d'identifier les surfaces qui participe à la vidange des stocks d'eau souterraine du bassin versant par évapotranspiration pendant la saison sèche.

La Figure IV.6 présente, à titre d'exemple, des séries temporelles de six jours de données en saison humide et en saison sèche, permettant de comparer les régimes d'évapotranspiration pour les différents sites. On peut noter que pendant les saisons humides 2011 et 2013, tous les sites montrent le même régime d'évapotranspiration avec des maxima journalier entre 200 et 400W/m<sup>2</sup> en milieu de journée. En saison sèche, par contre, ces régimes sont très différents. Alors que la surface de jachère, pour laquelle les herbacés ont été brûlés, évapore très peu, la savane arborée a un régime d'évapotranspiration qui atteint ~100W/m<sup>2</sup> en milieu de journée ; Ces valeurs sont conservées pendant toute la saison sèche. Cela confirme que la végétation arborée dans cette région continue son cycle eco-physiologique en dépit de l'absence de précipitation pendant plusieurs mois.



Fig. IV-5: Localisation et illustrations sur le bassin d'ara des stations de Jachère (Nalohou), de Savanne arborée et de bas-fond herbeux (Bandeouchouri). (Fond de carte Google Earth).

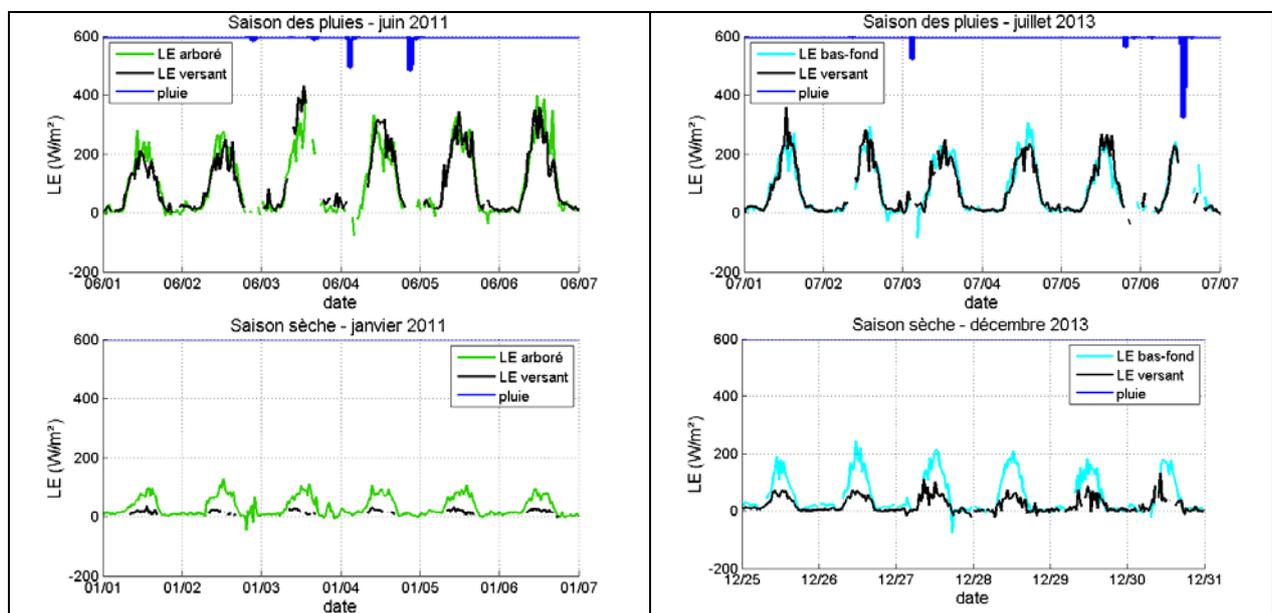


Fig. IV-6: Comparaison des flux latents pour 6 jours de saison humide et 6 jours de saison sèche entre la jachère de Nalohou (noir) la savane arborée (vert) et un bas-fond herbeux (cyan). (Cohard et al. 2017).

De même, pendant la saison sèche, le bas fond herbeux, dont la photo du mois de mars 2013 sur la Fig.IV-5 montre la végétation séchée par le soleil, continue d'évapotranspirer avec des valeurs de flux latent atteignant encore 200W/m<sup>2</sup>. Bien que les deux années soient assez différentes en terme de pluviométrie (2011 était une année plus sèche que 2013), on peut noter que les conditions d'humidité impactent autant l'évapotranspiration que le type de végétation. Ces données en cours d'analyse devraient permettre de quantifier la part des volumes d'eau

perdus pendant la saison sèche et de contraindre les modèles hydrologiques pour ce type de végétation et pour ces conditions d'humidité.

La deuxième illustration concerne la comparaison entre le site de Nalohou (Jachère) et le site de forêt claire de Bellefougou situé à 13km au nord-est de la première. Au-delà des données de flux obtenues et analysées dans le cadre de la thèse de Ossenatou Mamadou, ces données permettent de mettre en perspective un changement de régime d'évapotranspiration induit par un changement d'occupation du sol (Galle, Mamadou et al. 2014). En effet, les observations présentées Fig. IV-7 montrent d'une part la variabilité saisonnière des flux de surface et d'autre part que, pour un rayonnement net équivalent (IV-7a), les flux d'évapotranspiration sur forêt sont significativement plus forts que sur la jachère quelle que soit la saison (IV-7c). Inversement les flux de chaleur sensible sont du même ordre de grandeur (IV-7b). Les flux de chaleur latente plus importants induisent des températures de canopée plus faibles sur la forêt ce qui réduit les flux sensibles. Cet effet de température est compensé par un effet de rugosité. En effet, la conductance aérodynamique  $G_a = (u^{*2}/u) \cdot (\phi_m/\phi_T)$ , qui permet l'estimation des flux de chaleur ( $\overline{w'T'} = G_a(T_m - T_s)$ ) à partir de la différence de température entre la surface ( $T_s$ ) et le capteur ( $T_m$ ), est deux fois plus importante sur forêt que sur la Jachère ((Mamadou, Galle et al. 2016), non présenté).

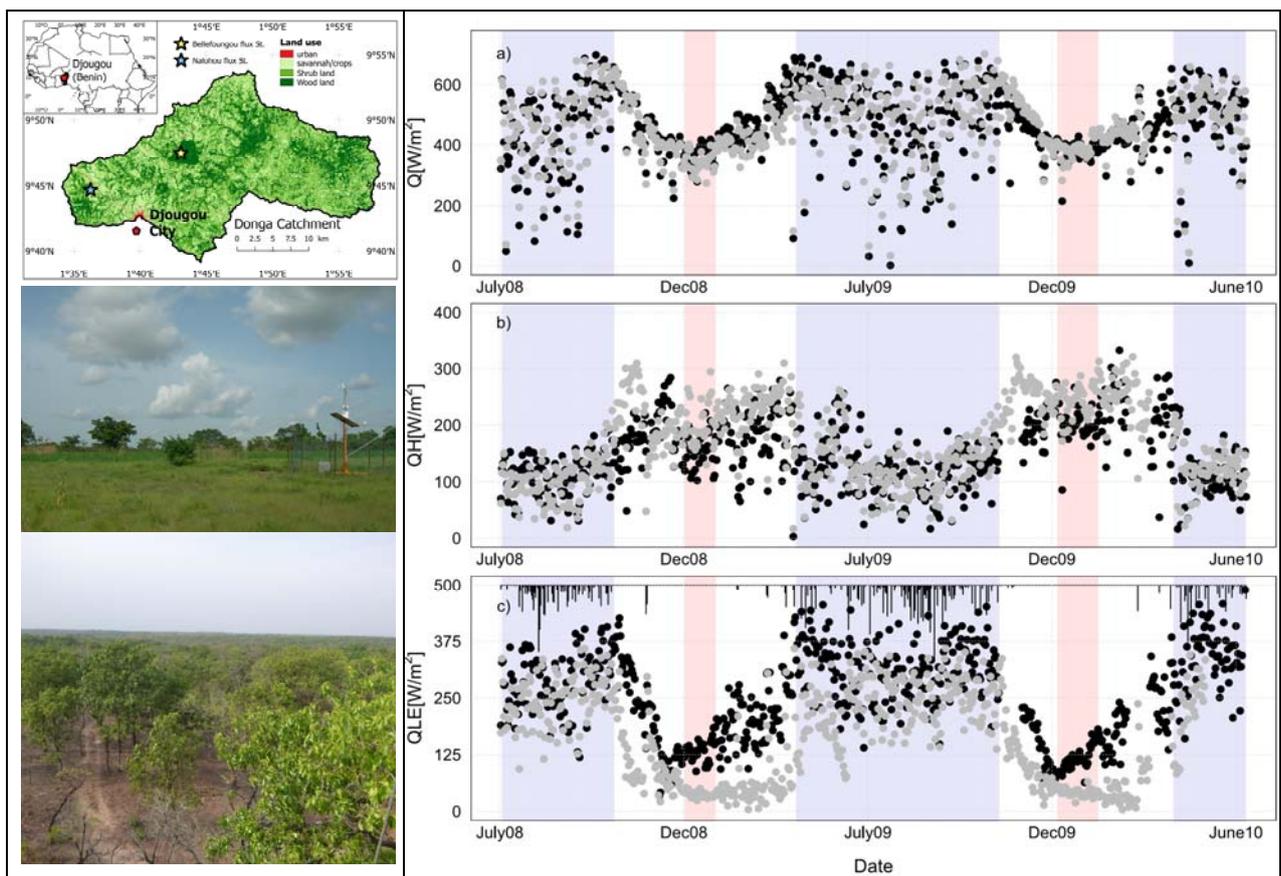


Fig. IV-7: Evolution temporelle entre juillet 2007 et décembre 2010 des moyennes 10h00 – 14h00 du rayonnement net (a), des flux de chaleur sensible (b), et latent (c) pour les sites de jachère de Nalohou (gris) et de forêt claire de Bellefougou (noir). Les pluies sont en barres sur le panneau du bas (c). Tiré de (Mamadou, Galle et al. 2016).

Bien qu'incomplètes, ces données permettent d'établir des régimes saisonniers moyens d'évapotranspiration et ainsi d'estimer avec la longueur de chaque saison, le bilan annuel d'évapotranspiration pour chaque couvert. Le tableau IV-1 rassemble les valeurs obtenues moyennées sur les deux saisons complètes pour les deux sites, c'est-à-dire à partir du début de la

saison humide en mai 2008 jusqu'à la fin de la saison intermédiaire en mai 2010. On quantifie ainsi les différences d'évapotranspiration, toujours excédentaire pour la forêt, pour les 4 saisons, et la différence globale entre les deux couverts de 429mm/an. Cela correspond à une différence de 26% du cumul moyen annuel de précipitation. Ainsi la conversion des surfaces forestières en surface agricole, de 70% en 1975 à 25% en 2000 (Eva, Brink et al. 2006) aurait occasionné une réduction de l'évapotranspiration annuelle de 182mm/an, ce qui pour comparaison, correspond à l'ordre de grandeur du débit annuel cumulé des rivières du nord Bénin. Toutefois, l'attribution au changement d'occupation du sol des changements de débit observé n'a pas encore été prouvé.

Period	Duration (days)	Nalohou (savannah)			Béléfougou (forest)			Be-Na		
		H (W.m <sup>-2</sup> )	LE (W.m <sup>-2</sup> )	LE (mm)	H (W.m <sup>-2</sup> )	LE (W.m <sup>-2</sup> )	LE (mm)	H (W.m <sup>-2</sup> )	LE (W.m <sup>-2</sup> )	LE (mm)
wet	189	123	230.5	597	116	300.5	778	-7	70	181
wet to dry	57	229	116.5	91	193	182.5	143	-37	66	52
dry	45	223	40	25	178	124	76	-46	84	52
dry to wet	74	237	60	61	204	208	211	-33	148	150
year	365	175	155	773	151	239	1208	-23	84	429
Rainfall (mm)				1 360			1 450			90
LE/P (%)				57%			83%			26%

Tableau IV-1 : régimes saisonniers moyennés (2008-2009) des flux de chaleur sensible et latente sur les deux sites de Nalohou et de Bellefougou en W/m<sup>2</sup> et en mm (Galle, Mamadou et al. 2014).

Ces exemples montrent ainsi comment les échanges sol-atmosphère sont temporellement et spatialement variables et comment cette variabilité est associée d'une part aux conditions météorologiques et aux cycles diurnes et saisonniers et d'autre part à la distribution spatiale du couvert végétal et de la teneur en eau proche de la surface. Le fonctionnement de la végétation affecte aussi ces échanges. Ainsi les conductances stomatiques sont également variables en fonction des phases de croissance, floraison et sénescence.

### IV-3. Variabilité temporelle de l'évapotranspiration mesurée par scintillométrie

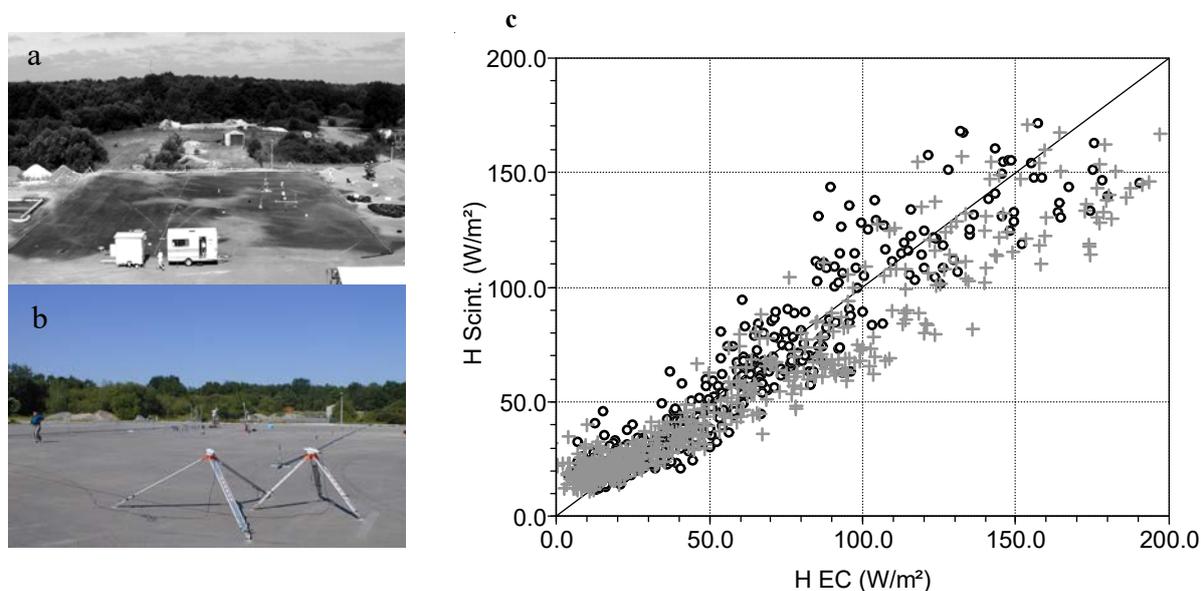
#### *IV-3.1. Exemple de mise en œuvre sur surface homogène: Réponse d'un asphalte à un forçage pluviométrique.*

L'urbanisation modifie considérablement les régimes hydrologiques, le bilan radiatif et le bilan d'énergie de la surface. En particulier, les surfaces enrobées augmentent les coefficients de ruissellement, augmentent la quantité d'énergie absorbée, et présentent des changements très rapides des rapports de Bowen lors du ressuyage après un événement pluvieux. En plus de la chaleur, ce sont des surfaces qui collectent également les polluants issus des activités humaines. Lors des événements pluvieux ces surfaces sont lessivées. Polluants et chaleur sont alors drainés vers les stations d'épuration avec des dynamiques très rapides qui induisent des procédés de traitement spécifiques et coûteux. Les campagnes Hydroville 2003 et 2004 consistaient à caractériser les dynamiques hydrologiques et énergétiques d'un asphalte (parking de 50m x 50m) soumis à des pluies simulées (Fig IV-8a). Le dispositif expérimental a permis de suivre pour chaque événement chacun des termes du bilan hydrologique (volumes précipités, ruisselés, évaporés) et du bilan énergétique (bilan radiatif complet, flux dans le sol, flux sensible et flux

latent). En particulier, un scintillomètre Laser SLS20 (Fig IV-8b), propriété du Department of Geoscience Institute for Meteorology, Climatology and Remote sensing de l'Université de Bale (Suisse), a été mis en œuvre par mes soins pour estimer le flux de chaleur sensible puis le flux de chaleur latente comme résidu du bilan d'énergie.

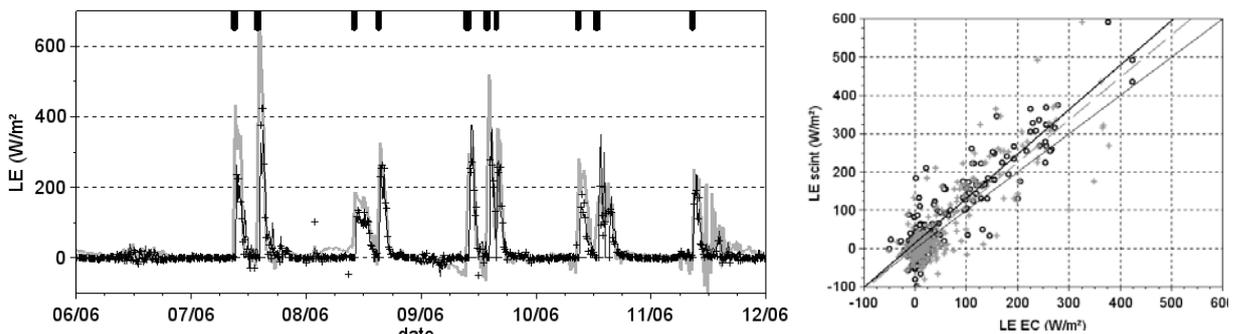
Pour ce qui concerne l'utilisation de la scintillométrie, ces expériences avaient deux objectifs : 1) évaluer la méthode de restitution des flux de chaleur sensible et de chaleur latente dans des conditions de surface simple en la comparant à des données de référence obtenues par Eddy-covariance et 2) évaluer notre capacité à fermer les bilans d'eau et d'énergie d'un versant contrôlé. Le SLS20 (Scintec, Germany), possède une double source de diamètre 2mm et distantes de 6mm. Cet instrument permet ainsi de déduire l'échelle de dissipation  $l_0$  à partir de (3.25) intégrée avec la formulation complète de  $\phi_n(k)$  (3.13) (Thiermann and Grassl 1992). la vitesse de friction  $u^*$  peut être déduite de cette estimation de  $l_0$  à partir de (2.32), (2.42) et (3.15). L'estimation des flux de chaleur sensible mesurés par scintillométrie  $H_{scint} = \rho c_{pa} u_{scint}^* T_{scint}^*$  ne nécessite donc pas de mesures turbulentes annexes et est donc complètement indépendante des flux de chaleur sensible mesurés par eddy covariance  $H_{EC}$ .

La figure IV-8c montre  $H_{scint}$  ( $z_{faisc} = 1.2m$ ) en fonction de  $H_{EC}$  mesurés à  $z = 1.0m$  et  $z = 2.0m$ . Les flux obtenus à partir des données du SLS20 sont légèrement supérieurs à ceux mesurés à 1m par Eddy-Covariance. La pente de la droite de régression est 1.1 et le coefficient de corrélation est  $R^2 = 0,95$ . On peut observer une légère surestimation  $H_{scint}$  pour les valeurs faibles de flux sensibles. Elle est causée par une surestimation de  $u^*$  pour des conditions proches de la neutralité rencontrées dans la nuit (De Bruin, Meijninger et al. 2002; Hartogensis, De Bruin et al. 2002). Les flux  $H_{EC}$  à 2m sont 20% supérieurs aux flux estimés par scintillométrie avec toutefois un coefficient de corrélation  $R^2 = 0,95$ . Ces différences peuvent être expliquées par le fait que les capteurs EC ( $z = 1m$ ) et le scintillomètre sont disposés près de la surface. Ils échantillonnent donc mal les tourbillons de tailles supérieures à  $2 \times z_{mesure}$ , en conséquence de quoi l'estimation des flux par ces capteurs est sous estimée. Cela pourrait être en partie corrigé par une correction fréquentielle (Massman 2000). Les mesures  $H_{scint}$  obtenues par scintillométrie sont satisfaisantes et reproduisent bien la dynamique observée avec les mesures  $H_{EC}$  de référence.



**Fig. IV-8:** a) site expérimental et b) scintillomètres laser SLS20 (Scintec) lors de la campagne Hydroville. en juin 2004. c) évaluation des flux de chaleur sensible mesuré par scintillométrie en fonction des flux de chaleur sensible mesuré par eddy-covariance à 1m (o) et à 2m (+) (Cohard, Rodriguez et al. 2017).

La Figure IV-9a présente les séries temporelles des flux de chaleur latente :  $LE_{EC}$  estimés à partir des mesures d'eddy-covariance et  $LE_{scint}$  estimés à partir de (2.1) avec  $H=H_{scint}$  et le flux dans le sol  $G$  calculé par la méthode harmonique (2.8). Chaque pic correspond à la réponse de la surface à une pluie simulée, excepté le 11 Juin qui correspond à la réponse à une pluie naturelle. Malgré les erreurs cumulées de chaque terme dans l'équation. (2.1),  $LE_{scint}$  est cohérent avec  $LE_{EC}$ , comme le confirme la figure IV-9b. En particulier, le 6 Juin, en l'absence de pluie,  $LE_{scint}$  est très faible avec un niveau de bruit équivalent à celui de  $LE_{EC}$ . On observe également des valeurs négatives de  $LE_{scint}$  en particulier au crépuscule et à l'aube. Elles sont provoquées par les déphasages entre les séries de  $R_n$ ,  $G$  et  $H_{scint}$ .  $LE_{scint}$  est légèrement supérieur aux estimations  $LE_{EC}$ . Les pentes des droites de régression sont 1.16 (resp. 1.1) lorsque comparé à  $LE_{EC}$  à 1m (resp. 2m). Les coefficients de corrélation pour les valeurs supérieures à  $20W/m^2$  sont 0.89 (resp. 0.8) lorsque comparé à  $LE_{EC}$  à 1m (resp. 2m). D'autre part, l'évaporation réelle estimée par scintillométrie et bilan d'énergie s'est avérée être l'estimation la plus pertinente pour clore le bilan d'eau de la parcelle à l'échelle événementielle :  $(Pluie - ETR - Ruissellement)/Pluie = 5.4\% \pm 3\%$ . Les résultats de cette expérience font l'objet d'une publication en cours de finalisation (Cohard, Rodriguez et al. 2017). Ces résultats ont par ailleurs confirmé qu'il était possible d'obtenir des estimations d'évapotranspiration fiables en utilisant la scintillométrie IR. La même démarche a alors été mise en œuvre sur un petit bassin versant de l'observatoire AMMA-CATCH au Bénin.

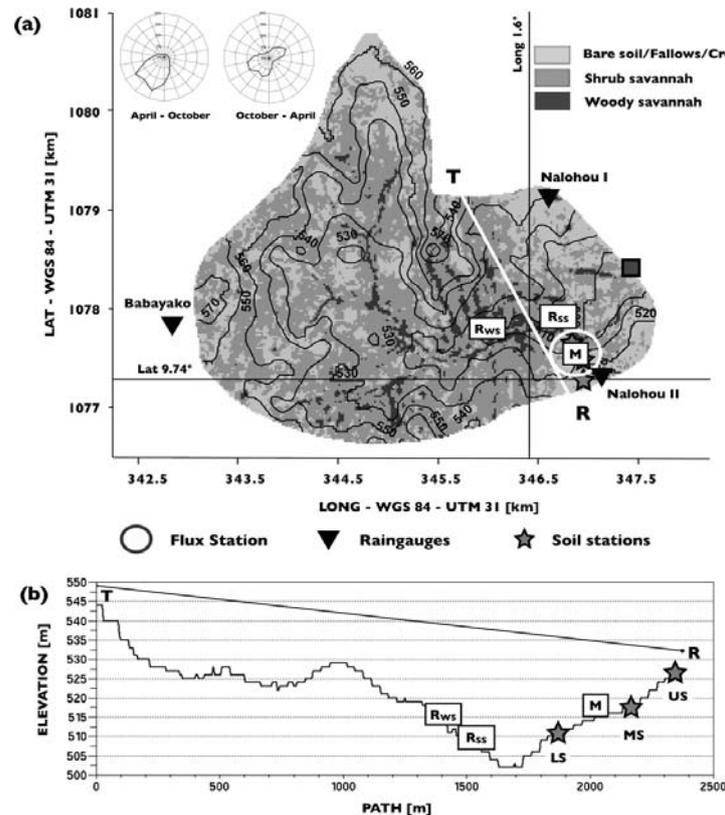


**Fig. IV-9:** a) Flux de chaleur latente déduit d'un bilan d'énergie et de la mesure du flux de chaleur sensible par scintillométrie (ligne grise) et par méthode des corrélations turbulentes à 1m (+) et à 2m (ligne noire). Les occurrences d'arrosage sont indiquées en noir en haut de figure. b) corrélation entre  $LE_{scint}$  et  $LE_{EC}$  à 1m (+ et droite de régression - gris) et à 2m (o et droite de régression - noir gras). La ligne noire fine est la droite 1 : 1.

#### IV-3.2. Exemple de mise en œuvre sur surface hétérogène : SO AMMA-CATCH

Bien qu'il soit reconnu que la variabilité spatiale et temporelle de la partition du bilan d'énergie à la surface joue un rôle majeur dans la dynamique du cycle de la mousson ouest-africaine (Charney 1975; Zheng and Eltahir 1998; Wang and Eltahir 2000), cette partition reste peu étudiée. D'un point de vue hydrologique, la région du Sahel a subi au cours des dernières décennies des sécheresses dramatiques qui ont considérablement changé l'occupation du sol et par conséquent la partition du bilan d'énergie de surface à l'échelle régionale. Les études hydro-météorologiques se sont d'abord focalisées sur le Sahel, plus exposé à la variabilité du climat (Wallace, Wright et al. 1991; Verhoef, van den Hurk et al. 1996; Gash, Kabat et al. 1997; Kabat, Dolman et al. 1997; Lloyd, Bessemoulin et al. 1997). Ces études ont alors suggéré le possible rôle du gradient de végétation dans le contrôle de la mousson (Gash, Kabat et al. 1997; Kabat, Dolman et al. 1997). Dans ce contexte, un dispositif de mesures des échanges d'eau et d'énergie entre la surface et l'atmosphère a été mis en œuvre dans le cadre du

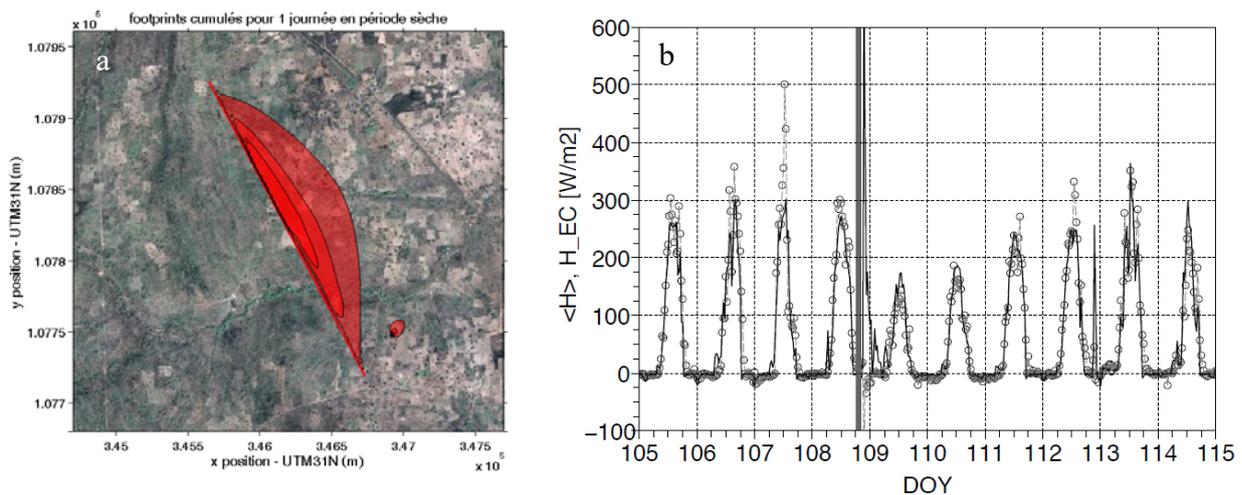
programme AMMA (Analyse Multidisciplinaire de la Mousson Africaine) (Redelsperger, Thorncroft et al. 2006) et de l'observatoire AMMA-CATCH (Lebel, Cappelaere et al. 2009). Deux de ces stations de mesure des flux de surface ont déjà été évoqué au §IV-1. Un scintillomètre grande ouverture (BLS900, Scintec – Germany) complétait le dispositif. Il a été installé sur le petit bassin versant de l'Ara (14km<sup>2</sup>) au nord Benin en zone soudanienne (Fig IV-1). L'objectif était d'une part d'estimer les échanges sol atmosphère à l'échelle du bassin versant et de valider la méthodologie employée lors de la campagne Hydroville pour des surfaces hétérogènes. Cette étude a été menée dans le cadre de la thèse d'Adrien Guyot (Guyot 2010).



**Fig. IV-10:** a) Carte du bassin versant d'Ara. Les Isocontours (10 m) sont tracés à partir du modèle numérique de terrain SRTM. Les surfaces grisées précisent les trois principaux types de végétation de la zone d'étude. Les roses des vents donnent les directions principales pour les 2 demi-années centrées respectivement sur la saison humide (gauche) et sèche (droite). Les instruments sont indiqués comme suit: T et R, l'émetteur et le récepteur du scintillomètre; M, station météorologique; RWS, capteur de rayonnement CNR2 sur la savane boisée; RSS, capteur de rayonnement CNR2 sur savane arbustive. Les stations de sol sont nommées comme station supérieure (US), intermédiaire (MS) et de la station inférieure (LS). L'exutoire du bassin versant est indiqué par un carré. b) coupe verticale le long de l'axe du faisceau du scintillomètre montrant la topographie sous-jacente. Les Instruments nécessaires à l'étude sont reportés le long de la coupe.

La figure IV-10 présente le dispositif expérimental composé d'un scintillomètre T-R couvrant un trajet optique de 2.4km, d'une station micrométéorologique (M) permettant de mesurer les 4 termes du bilan d'énergie  $R_n$ ,  $G$  et  $H_{EC}$  et  $LE_{EC}$  par la méthode d'eddy-covariance sur une surface de jachère; de deux stations de rayonnement net supplémentaires installées sur deux couverts de savane arbustive d'une part (RSS), et de savane arborée d'autre part (RWS); de 3 stations sols supplémentaires permettant d'estimer la variabilité spatiale des flux dans le sol le long d'un versant (US, MS, LS). La topographie permet d'obtenir une hauteur équivalente de  $19.0 \pm 0.5m$ , supérieure à la hauteur de mélange (qqz mètres au-dessus du couvert d'après la figure II-12), du fait des variations de topographie perpendiculairement au trajet optique. La figure IV.11 illustre les empreintes cumulées pour une journée de saison sèche pour le scintillomètre et la station de flux. Les surfaces qui correspondent à 75% des contributions au flux mesurés et couvrent respectivement  $0.61km^2$  pour le scintillomètre et  $9.2 \cdot 10^{-3} km^2$  pour la

station de flux. La figure IV-11.b montre une série temporelle des flux de chaleur sensible mesuré par Eddy-covariance  $H_{EC}$  et par scintillométrie  $H_{scint}$  sur une période de 10 jours autour d'un évènement pluvieux (jour 108) (Guyot, Cohard et al. 2009). Avant la pluie, les flux de chaleur mesurés par scintillométrie sont logiquement légèrement inférieurs à ceux mesurés par Eddy-covariance car l'empreinte du scintillomètre comprend plus de végétation arbustive et arborée que l'empreinte de la station de flux qui pour cette période n'est constituée que de sol nu. Après la pluie le sol est mouillé de la même manière sur tout le bassin. Les flux de chaleur sensible sont réduits et équivalents pour les deux observations. Ils retournent chacun à leur dynamique d'avant la pluie montrant les mêmes différences qu'avant la pluie après quelques jours.

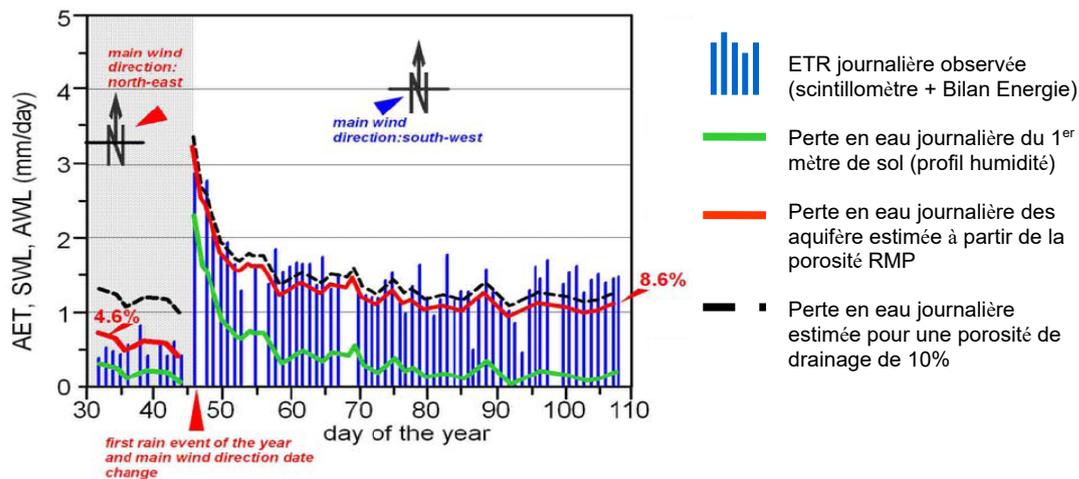


**Fig. IV-11:** a) empreintes cumulées pour la journée du 23/01/2008 pour le scintillomètre et la station de flux. Les isocontours sont respectivement 25%, 50% et 75% des contributions au flux observés. b) flux de chaleur sensible mesuré par Eddy-covariance (cercle ouvert) et par scintillométrie (trait noir) pour une période de 10 jours autour d'un évènement pluvieux en avril 2006.

Les flux de chaleur sensible  $H_{scint}$  obtenus par scintillométrie permettent d'estimer le flux de chaleur latente comme résidu du bilan d'énergie. Ne disposant pas de méthode de référence pour évaluer ces estimations à l'échelle de l'empreinte d'un scintillomètre, nous avons comparé la dynamique des différents termes du bilan en eau pour une période de 80 jours pendant la saison sèche 2006. Pendant cette période le bilan hydrologique dans la région se réduit au déstockage de l'eau du sol par évapotranspiration car aucun écoulement ni ruissellement ne sont observés en particulier après l'épisode pluvieux du 14 février 2006 (DOY 45 sur Fig. IV-12).

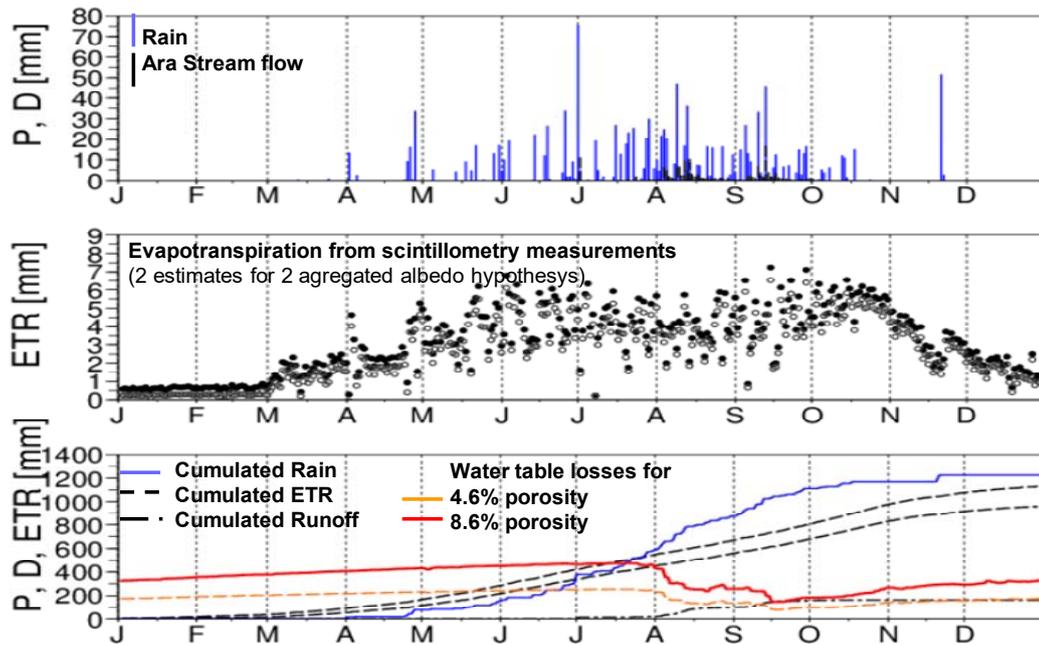
La figure IV-12 montre les cumuls journaliers de l'évapotranspiration  $LE_{scint}$ . Les valeurs obtenues passent de  $\sim 0.5$  mm/jour à  $\sim 3.5$  mm/jour entre avant et après l'évènement pluvieux. Le ressuyage de la surface dure une quinzaine de jours au bout desquels  $LE_{scint}$  se stabilise entre 1 et 1.5 mm/jour. Cette estimation est confrontée à la perte en eau du premier mètre de sol (courbe verte) estimée à partir de l'intégration des mesures de teneur en eau aux trois stations sol LS, MS et US. Si la dynamique du ressuyage est similaire à celle de  $LE_{scint}$ , les quantités d'eau mobilisées sont inférieures d'environ 1 mm/jour. La prise en compte de la vidange de la nappe pendant la période (baisse du niveau piézométrique :  $\sim 1$  cm/jour) et des mesures de porosité de drainage obtenue par RMP<sup>13</sup> moyennées sur la surface de l'empreinte de la mesure scintillométrique (Descloitres, Séguis et al. 2011) permettent alors de retrouver les quantités évaporées (courbe rouge). Ces résultats ont démontré la capacité de la méthode d'estimation de  $LE_{scint}$  à restituer le régime d'évapotranspiration à l'échelle du km<sup>2</sup>.

<sup>13</sup> Résonance Magnétique Protonique : Méthode de sondage géophysique de surface permettant de mesurer les stocks d'eau dans la zone saturée et les transmissivités de l'aquifère.



**Fig. IV-12:** Evapotranspiration (batons bleus), destockage du premier mètre de sol (vert), et de la nappe + le premier mètre de sol (rouge) en cumul journalier autour d'un épisode de pluie à l'échelle de l'empreinte du scintillomètre.

Nous avons pu ainsi obtenir une série d'évapotranspiration couvrant la période 2006 – 2008 (Guyot, Cohard et al. 2012). Les flux de chaleur sensible et de chaleur latente obtenus sont donnés en Annexe 4. Ces données ont permis de montrer des régimes de fonctionnement typique lors de la saison sèche et de la saison humide. En particulier, la fraction évaporative  $EF = LE / (H + LE)$  est relativement constante pendant ces périodes :  $EF_{sec} \sim 0.2$  et  $EF_{humide} \sim 0.7$ . Ces régimes de fonctionnement ont permis de « gap-filler » les données manquantes ( $LE_j = EF_{saison} \times (Rn - G)_j$ ) et d'obtenir ainsi une estimation de l'évapotranspiration annuelle (Cohard, Descloitres et al. 2010; Guyot 2010). Avec l'hypothèse que cette estimation est représentative de l'évapotranspiration du bassin versant de l'Ara, la figure IV-13 compare les différents termes du bilan hydrologique à l'échelle du bassin pour l'année 2008: la pluie, les écoulements, l'évapotranspiration et une estimation du déstockage. Globalement ces observations, toutes indépendantes, sont assez cohérentes entre elles. Elles montrent d'une part que l'évapotranspiration ( $1044 \pm 85 \text{ mm}$ ) qui représente plus de 80% de la pluie tombée sur le bassin ( $1255 \pm 46 \text{ mm}$ ), est susceptible de vidanger le bassin, le reste sortant sous forme de débit à l'exutoire ( $157 \pm 58 \text{ mm}$ ). Nous avons ainsi pu montrer avec ces observations, que la végétation, en particulier les ligneux, pouvait fonctionner la majeure partie de l'année grâce à la présence d'eau stockée dans les argiles et accessible à la végétation. Elles ont également permis de montrer l'importance des processus d'évapotranspiration en zone soudanienne (Descloitres, Séguis et al. 2011; Séguis, Boulain et al. 2011).

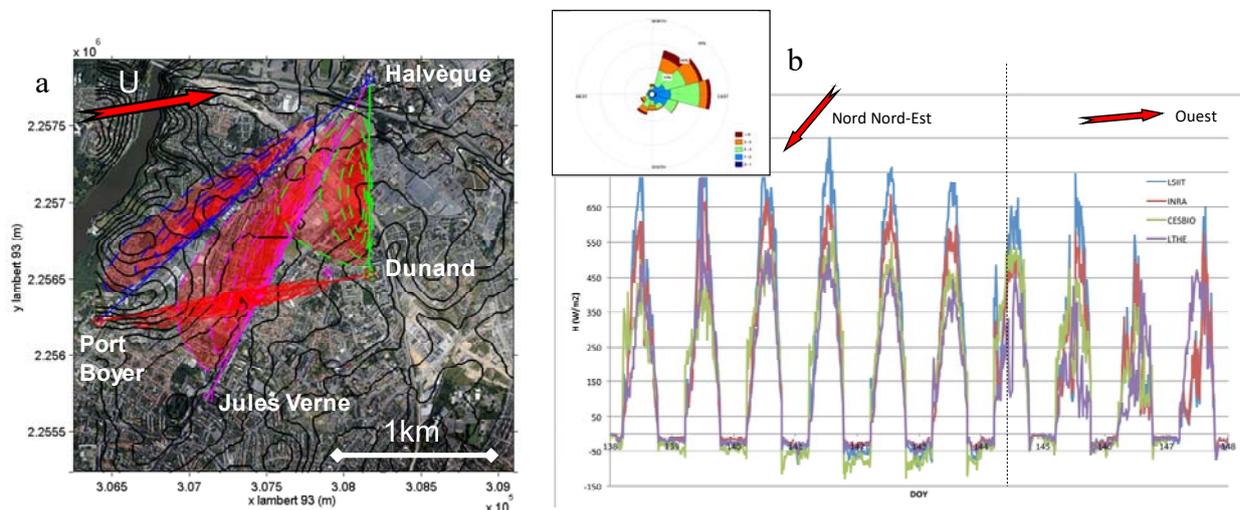


**Fig. IV-13:** Bilan hydrologique du bassin versant d'Ara pour l'année 2008. a) régime pluviométrique (bleu) et écoulement à l'exutoire du bassin (noir) ; évapotranspiration pour 2 hypothèses sur le bilan radiatif estimé à partir des mesures aux stations M, RWS et RSS (Guyot 2010) ; c) évolution des cumuls de pluviométrie (bleu), d'évapotranspiration (noirs pointillés), d'écoulement à l'exutoire (noir mixte) et du destockage de la nappe ( $-\Delta\text{piezo} \times \text{porosité}$ ) calculé pour les deux valeurs moyennes de porosité observées autour du scintillomètre (rouge - 8.6% et orange - 4.6%).

### *IV-3.3. Variabilité spatiale des flux de surface à l'échelle kilométrique*

Les zones urbaines concentrent une part croissante des activités humaines qui impactent de manière importante le cycle hydrologique et le bilan énergétique. En raison de la complexité des formes urbaines de la ville, l'évaluation de ces impacts, ainsi que l'évaluation des réponses de la planification urbaine dans un contexte de changements climatiques nécessitent des modèles de surface pour représenter les processus de transfert d'eau et d'énergie (Masson 2000; Grimmond and Oke 2002). Les paramétrisations incluses dans ces modèles sont encore peu évaluées en raison des difficultés à conduire les expériences dans les sites urbains. Elles reposent sur des mesures isolées souvent à petite échelle ou sur des analogies avec des milieux non urbanisés. Enfin ces paramétrisations reposent sur une approche 1-D des processus de transfert qui n'est souvent plus valable dans l'environnement urbain fortement hétérogène. En Europe, on peut noter les campagnes BUBBLE à Bâle (Rotach, Vogt et al. 2005), CLU-ESCOMPTE à Marseille (Mestayer, Durand et al. 2005), CAPITOUL (Masson, Gomes et al. 2008), FluxSAP (Mestayer, Rosant et al. 2011) ou encore « Swindon experiment » (Ward 2013). Toutes ces campagnes ont visé à explorer la structure spatiale de la couche limite urbaine pour évaluer l'influence aérodynamique et thermo-radiative des bâtiments, quantifier les flux de chaleur d'origine anthropique et préciser les caractéristiques de l'îlot de chaleur urbain. Si certaines de ces expériences ont été réalisées sur des centres-villes constitués essentiellement de surfaces imperméables, les deux dernières se sont focalisées sur des zones péri-urbaines constituées de quartiers d'habitat mixte, où se côtoient surfaces imperméabilisées et habitations, d'une part, jardins, parcs et aménagements non-imperméabilisés, d'autre part, dans un patchwork dont les échelles spatiales sont généralement bien inférieures au kilomètre. Dans toutes ces expériences, des stations d'eddy-covariance et des scintillomètres ont été utilisés. En particulier pour les deux dernières expériences pour lesquelles la morphologie urbaine était très morcelée, les scintillomètres étaient bien adaptés pour estimer les flux de chaleur sensible et les flux de chaleur latente ainsi que leur variabilité.

L'exemple ci-dessous présente quelques observations réalisées lors de la campagne FluxSAP 2010. La figure IV-14a montre la disposition des 4 scintillomètres qui permettait, quelle que soit la direction du vent de mesurer les flux dans le triangle Port Boyer, Dunand Halvègue et de caractériser la variabilité spatiale à l'échelle kilométrique. Pour des conditions de vent d'Ouest (250°) les empreintes ont respectivement une surface de : bleu - 35ha, Rouge - 14ha, vert - 42ha et prune - 61ha. La figure IV-4b (Irvine, Lagouarde et al. 2011) présente 10 jours d'observation pendant lesquels le vent était de nord nord-est pendant les 6 premiers jours, puis a tourné à l'Ouest les 4 derniers jours. On observe des différences notables de plus de 200W/m<sup>2</sup> sur la première partie entre les différents scintillomètres. Ces différences changent lorsque le vent change de direction. Ces résultats montrent la grande variabilité spatiale et temporelle des flux de chaleur sensible encore à l'échelle kilométrique. Il est toutefois très difficile d'interpréter ces différences à cette échelle et il n'a pas encore été possible à ce stade d'attribuer l'origine de ces variations. Par exemple pour les conditions de Nord Nord-Est la partition entre zone imperméabilisée et zone verte est quasiment identique dans les empreintes des 4 scintillomètres. Cela ne nous a pas permis à ce stade d'attribuer la variabilité observée à la proportion de surface végétalisée.



**Fig. IV-14:** a) Empreintes des 4 scintillomètres grande ouverture installés lors de la campagne FluxSAP en mai 2010 pour des vent de Nord-Est. b) comparaison des 4 séries de flux de chaleur sensible obtenues entre le 18 et le 28 mai 2010. La rose des vents indique des vent de nord-est pour l'ensemble de la campagne de mesure.



## V. Modélisation de la variabilité spatiale de l'évapotranspiration

Comme cela a été décrit et illustré dans les chapitres précédents, les flux turbulents, en particulier l'évapotranspiration, sont à priori constants dans la couche limite atmosphérique de surface, et il est naturel de vouloir les observer dans l'atmosphère (chapitre IV). Toutefois, nous avons vu que d'une part l'hypothèse de couche à flux constant n'est valable que dans les cas d'homogénéité horizontale. D'autre part, les flux de chaleur sensible, l'évapotranspiration, les flux de CO<sub>2</sub> etc, ne dépendent pas uniquement des processus atmosphériques, mais sont fortement dépendants des propriétés de la surface, du type de couvert, comme il a été montré dans la partie précédente, du développement et de l'état de la végétation, des teneurs en eau du sol, etc. Ainsi, un modèle d'évapotranspiration devrait pouvoir représenter à la fois l'impact des hétérogénéités de surface sur les écoulements atmosphériques, le fonctionnement de la surface et de son hydrologie sous-jacente afin de simuler la distribution spatiale et temporelle des sources d'humidité disponible pour l'évapotranspiration.

Le développement des modèles de surface s'est construit en fonction des besoins des différentes communautés scientifiques. Par exemple les modèles de climat ont nécessité des modèles de surface afin de prescrire des conditions limites à la base de l'atmosphère (Arakawa 1972; Deardorff 1972). Du point de vue hydrologique, les transferts dans les sols ont également fait l'objet de modélisation détaillée pour comprendre la partition du bilan hydrologique à la surface entre infiltration, ruissellement et évapotranspiration (Philip and De Vries 1957; Sasamori 1970; Milly 1982). Les agronomes ont aussi développé des modèles pour, par exemple, décrire et comprendre les processus de photosynthèse (de Wit 1965) et pouvoir prédire la croissance et la production des cultures à l'aide de paramétrisation pour l'allocation de la biomasse (Marcelis 1993). Ces modèles ont tous l'objectif de représenter au mieux les processus physiques et éco-physiologiques et ont longtemps été utilisés dans un cadre unidimensionnel à l'échelle du plot ou de la parcelle.

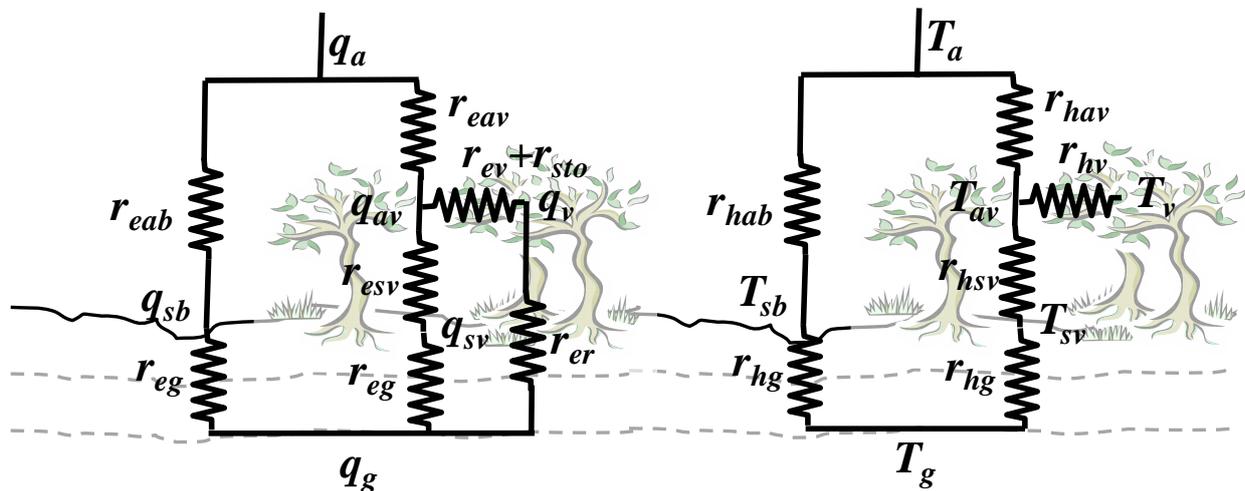
L'utilisation de ces outils à plus grandes échelles avec des résolutions « lâches » est toujours discutée, en particulier parce que les processus prépondérants à grande échelle ne sont plus forcément ceux actifs à l'échelle du pore, de la feuille ou des petites échelles de la turbulence : Les conductances de transfert n'ont plus la même signification en fonction des échelle et ni les mêmes valeurs/ordre de grandeur (Raupach 1995) ; un processus de transfert 1D vertical à petite échelle peut devenir 3D aux échelles supérieures (canalisation des flux atmosphériques par le relief, transfert des flux d'eau latéralement par les biefs, ...). Toutefois, les développements théoriques de (Jarvis and McNaughton 1986; McNaughton 1994; Raupach 1995) ont permis de définir des schémas d'agrégation pour les échanges entre la végétation et l'atmosphère encore largement utilisés dans les modèles atmosphériques de prévision et les modèles climatiques.

Par ailleurs, les développements des moyens de calcul permettent aujourd'hui de simuler des grands domaines avec des résolutions suffisamment fines pour garder les paramétrisations au plus proche de la physique et laisser le modèle assurer l'agrégation. Ainsi le couplage de modèle LES (Large Eddy Simulation) avec des modèles de surface (Patton, Sullivan et al. 2005; van Heerwaarden, Mellado et al. 2014), appliqué sur des domaines complexes (Pianezze 2013; Blein 2016), ou encore le couplage de modèles de transferts dans les sols avec des modèles de surface (Maxwell, Condon et al. 2015; Maxwell and Condon 2016) puis des modèles atmosphériques (Maxwell, Lundquist et al. 2011) permet d'une part de représenter les interactions entre

processus, et d'autre part d'étudier les lois d'agrégation en utilisant le même outil de modélisation, résolvant les mêmes équations sur le même domaine, appliqué à des résolutions différentes. Le chapitre suivant présente d'abord les principes généraux des modèles sol-végétation-atmosphère et quelques éléments d'évaluation de leur capacité à simuler des flux d'évapotranspiration. Les parties 2 et 3 illustrent ensuite les approches de modélisations distribuées susceptibles de simuler la variabilité spatiale des échanges sol atmosphère. Ces parties concernent d'une part la modélisation atmosphérique LES couplée à un modèle sol-végétation-atmosphère pour étudier l'impact de la topographie et de l'hétérogénéité des couverts sur les flux turbulents. D'autre part, elles concernent la modélisation hydrologique couplée à un modèle sol-végétation-atmosphère pour étudier l'impact des propriétés hydrodynamiques souterraines et la redistribution latérale de l'eau sur l'évapotranspiration. Ces travaux ont été initiés dans le cadre des thèses de Moussa Doukoure, Joris Pianezze et Dorothée Robert.

## V-1. Modélisation Sol-Végétation-Atmosphère

### V-1.1. *Principes généraux des modèles sol-végétation-atmosphère.*



**Fig. V-1:** schéma général d'un modèle sol végétation atmosphère pour le calcul des transferts d'eau (à gauche) et de chaleur (à droite) entre le sol de teneur en eau ( $q_g$ ) et de température ( $T_g$ ) et l'atmosphère ( $q_a$ ,  $T_a$ ) à travers la surface du sol nu ( $q_{sb}$ ,  $T_{sb}$ ), à travers le sol sous la canopée ( $q_{sv}$ ,  $T_{sv}$ ), ou par la végétation ( $q_v$ ,  $T_v$ ). Les résistances  $r_e$  et  $r_h$  concernent respectivement les résistances de transfert d'eau et de chaleur. L'indice  $g$  sont associés aux transferts dans le sol, l'indice  $a$  aux transferts dans l'atmosphère (résistances aérodynamiques).  $r_{sto}$ , est la résistance stomatique et  $r_{ev}$  et  $r_{hv}$ , sont les résistances aérodynamique à l'échelle de la feuille (transferts entre végétation et l'air dans la canopée).  $r_{esv}$  et  $r_{hsv}$ , sont les résistances aérodynamique sous canopée (transferts entre la surface et l'air dans la canopée)

Le schéma de la figure V-1 donne une représentation générale de ce que calcule un modèle sol-végétation-atmosphère (SVAT). Il s'agit pour ces modèles de calculer les flux pour une surface, un pixel de modèle, composée de sol nu et de végétation, chacun éventuellement couvert partiellement de neige. Une couche de végétation sous la canopée arborée ou une couche de mulch peuvent également être ajoutées à ce schéma pour tenir compte des effets tampons que peuvent susciter ces couches supplémentaires. La plupart des SVAT, conçus pour fournir la condition à la limite inférieure à un modèle climatique ou un modèle de prévision météorologique simulent de manière dynamique le couvert neigeux. Ces processus ne sont pas décrits ici par soucis de clarté, mais le principe reste le même.

$$H = \frac{-(T_a - T_{av})}{r_{hav}} + \frac{-(T_a - T_g)}{r_{hab} + r_{hg}} = \frac{-(T_{av} - T_g)}{r_{hg} + r_{hsv}} + \frac{-(T_{av} - T_v)}{r_{hv}} + \frac{-(T_a - T_g)}{r_{hab} + r_{hg}} \quad (5.1)$$

$$E = \frac{-(q_a - q_{av})}{r_{eav}} + \frac{-(q_a - q_g)}{r_{eab} + r_{eg}} = \frac{-(q_{av} - q_g)}{r_{eg} + r_{esv}} + \frac{-(q_{av} - q_v)}{r_{ev} + r_{sto}} + \frac{-(q_a - q_g)}{r_{eab} + r_{eg}} \quad (5.2)$$

Les flux s'expriment ainsi en fonction de résistances et des gradients de température (5.1) et d'humidité (5.2) ou de pression partielle de vapeur. Chacun des modèles de la communauté est construit sur des hypothèses qui lui sont propres permettant de calculer chacune des résistances aux transferts, voire de simplifier le schéma V-1. Par exemple le modèle ISBA (Noilhan and Planton 1989) fait l'hypothèse de  $T_v = T_{av} = T_{sv}$  simplifiant en conséquence à la fois le bilan radiatif (modèle simple source) et le schéma de résistance. Les résistances aérodynamiques pour l'eau ( $r_{eav}$ ,  $r_{hav}$ ) et la chaleur ( $r_{eab}$ ,  $r_{hab}$ ) sont en général identiques pour l'eau et la chaleur, conformément aux similitudes pour les flux de scalaire, soit :  $r_{eab} = r_{hab}$  et  $r_{eav} = r_{hav}$ . Les résistances aérodynamiques sont en générale calculées à l'aide des lois de similitude (2.42) et (2.43) qui permettent d'obtenir des expressions du type  $r_{ha} = \phi_u(\zeta) \cdot \phi_T(\zeta) / \rho c_p \kappa_k^2 \overline{u_a}$ . La résistance du sol à l'évaporation  $r_{eg}$  a fait l'objet de divers études (Lee and Pielke 1992; Sellers, Heiser et al. 1992; Sakaguchi and Zeng 2009), en particulier pour le modèle du NCAR<sup>14</sup> CLM (Oleson, Lawrence et al. 2013) dans lequel ces différentes paramétrisations sont disponibles. Le calcul des résistances au transfert d'humidité et de chaleur entre la feuille et l'air environnant  $r_{ev}$  et  $r_{hv}$  est souvent basé sur les approches « Big Leaf » (Jarvis and McNaughton 1986; Collatz, Ribas-Carbo et al. 1992; McNaughton 1994) qui représentent la canopée comme une unique « grosse » feuille. La résistance  $r_{er}$  permet de simuler le stress de la végétation pour les faibles teneurs en eau dans le sol avec différentes formulations (Noilhan and Planton 1989; Sellers, Randall et al. 1996). Enfin, les résistances stomatiques dépendent du type de végétation et peuvent faire l'objet de paramétrisation spécifique en fonction des espèces. Les plantes de type C3 (principalement la végétation arborée) et C4 (principalement les graminées des zones tropicales) sont généralement différenciées car elles ne possèdent pas les mêmes mécanismes stomatiques en fonction des conditions climatiques. Ces mécanismes ont été décrits par (Farquhar, von Caemmerer et al. 1980; Collatz, Ribas-Carbo et al. 1992) et leur paramétrisation respective par (Jarvis and McNaughton 1986; Ball, Woodrow et al. 1987; Leuning 1995).

Malgré des principes assez similaires, les modèles peuvent avoir des comportements assez différents. Des études d'inter-comparaison comme PILPS ou ALMIP, à laquelle je participe, ont ainsi montré la grande variété des réponses de ces modèles dans différents contextes climatiques. (Lohmann, Lettenmaier et al. 1998; Lohmann and Wood 2003; Boone, Decharme et al. 2009; Boone, Peugeot et al. 2011), en particulier sur la réponse de l'évapotranspiration. Les deux parties suivantes illustrent ces différences par des résultats obtenus dans le cadre des expériences ALMIP réalisé dans le contexte climatique Ouest Africain à l'échelle continentale (ALMIP1) puis à méso-échelle (ALMIP2).

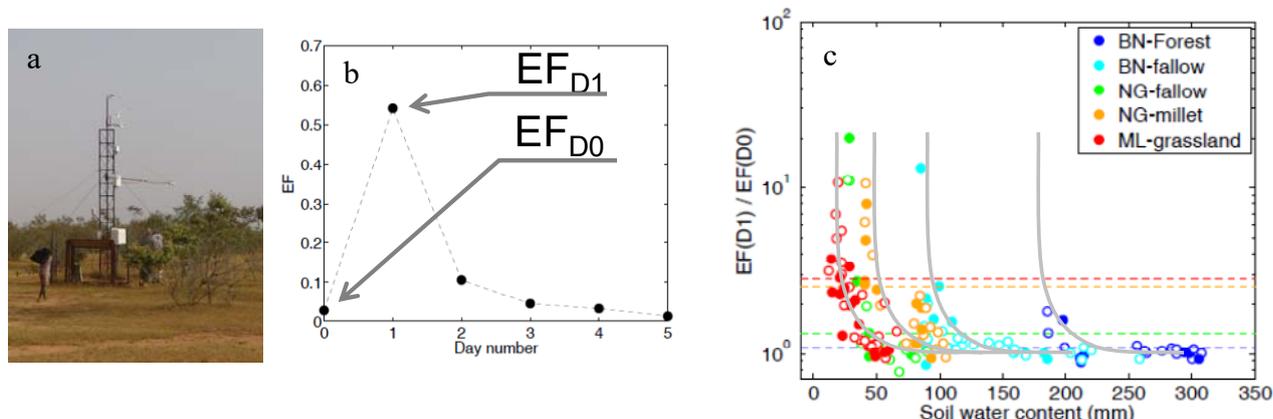
### V-1.2. Réponses des modèles SVAT à un évènement pluvieux.

L'objet de l'étude ci-dessous consistait à évaluer la capacité des modèles SVAT à représenter la réponse de la surface à un évènement pluvieux en terme d'évapotranspiration (Lohou, Kergoat et al. 2014). Cette étude s'est appuyée d'une part sur les données de l'observatoire AMMA-CATCH (Ramier, Boulain et al. 2009; Timouk, Kergoat et al. 2009; Mamadou, Cohard et al. 2014; Mamadou, Galle et al. 2016) et d'autre part sur les résultats de

<sup>14</sup> National Center for Atmospheric Research

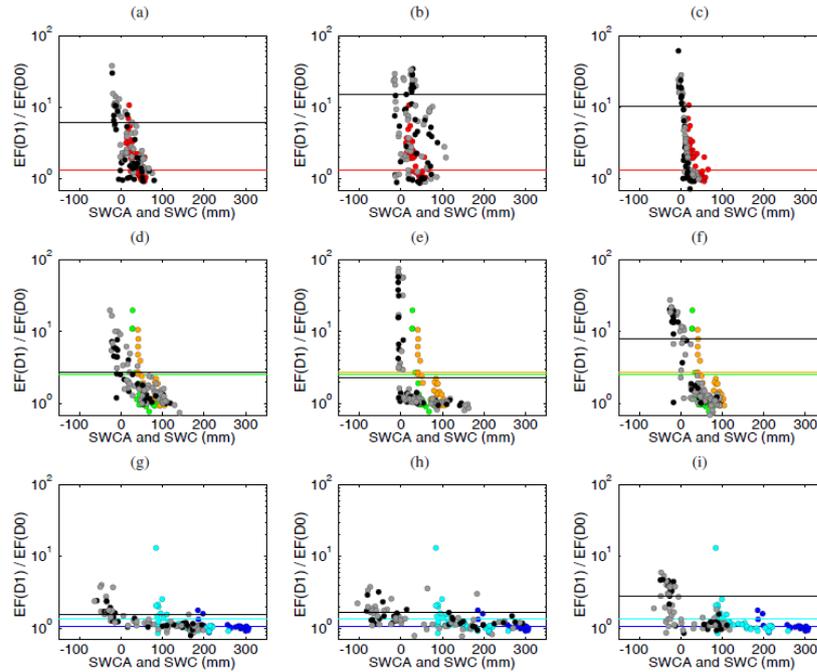
simulation de l'expérience d'inter-comparaison de modèle ALMIP phase1 (Boone, Decharme et al. 2009). Les 9 modèles participants étaient forcés avec les mêmes données couvrant la période 2002-2007, sur le même domaine, c.a.d. l'Afrique de l'Ouest entre 5°S - 20°N et 20°O - 25°E avec une résolution de 0.5°. Les événements pluvieux ont été sélectionnés par des critères de quantité minimum (3mm), et de durée minimum sans pluie à respecter avant (24h00) et après (24h00) le début de chaque événement. La réponse immédiate de la surface et son ressuyage ont été évalués respectivement par les rapports des fractions évaporatives journalière  $EF_{D1}/EF_{D0}$  et  $EF_{D1}/EF_{D2}$  (Fig. V-2a), chaque fraction évaporative étant calculée en moyenne sur une période 6h00-18h00.

La Figure V-2b présente à titre d'exemple la dynamique de la fraction évaporative journalière observée autour d'un événement pluvieux isolé tombé sur le site de jachère de Wankama (V-2a) au Niger, entre les jours D0 et D1. La fraction évaporative passe d'une valeur proche de zéro correspondant à un sol particulièrement sec, à une valeur journalière de 0.55 le jour suivant. La fraction évaporative décroît ensuite rapidement pour retrouver sa valeur initiale au jour D5. Les rapports  $EF_{D1}/EF_{D0}$  sont tracés sur la figure V-2c en fonction de l'humidité du sol pour tous les sites. En dépit des teneurs en eau dans le sol de plus en plus élevées en descendant vers le sud, les réponses  $EF_{D1}/EF_{D0}$  semblent répondre à une même dynamique (courbes grises) mais avec des amplitudes plus fortes lorsque les conditions sont sèches.



**Fig. V-2:** a) Site de Jachère de Wankama. b) Evolution de la fraction évaporative journalière (6h00 – 18h00) autour d'un événement pluvieux isolé sur le site de jachère à Wankama (Niger). c) rapports  $EF_{D1}/EF_{D0}$  observés sur les 3 super sites AMMA-CATCH en fonction de l'humidité du sol pour tous les événements pluvieux sélectionnés. Extrait de (Lohou, Kergoat et al. 2014).

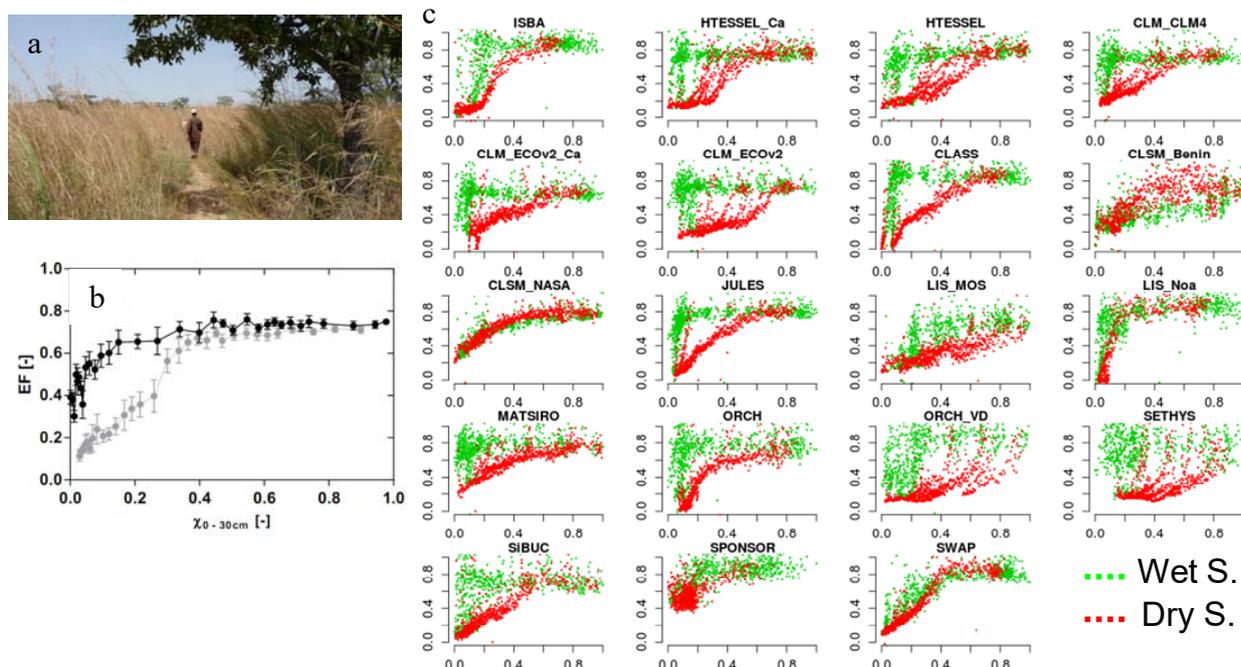
La figure V-3 présente les mêmes rapports  $EF_{D1}/EF_{D0}$  pour trois modèles de l'expérience ALMIP et pour les trois sites. Ces graphes montrent des comportements variables d'un modèle à l'autre, et des comportements différents en fonction des sites, au contraire de ce qui a été observé (Fig V-2c). D'autre part les modèles surestiment également l'amplitude du rapport  $EF_{D1}/EF_{D0}$ . Il a été identifié que le processus d'évaporation pouvait être la cause de ces dysfonctionnements.



**Fig. V-3:** Exemple de réponse immédiate de la surface  $EF_{D1}/EF_{D0}$  observées pour (a-c) Hombori, (d-f) Niamey et (g-i) Djougou et simulées avec trois des neuf modèles impliqués dans ALMIP (gauche NOAH, milieu HTESSEL et droite SSIB), en fonction de l'humidité du sol. Les points gris et noirs sont respectivement les résultats pour des cumul de précipitation  $< 8\text{mm}$  et  $> 8\text{mm}$ . Les points colorés sont les résultats observés et présentés en figure V-2c. Les lignes horizontales de couleur et les lignes noires représentent le quartile supérieur des rapports  $EF_{D1}/EF_{D0}$  pour les mesures et les simulations.. Extrait de (Lohou, Kergoat et al. 2014)

### V-1.3. Réponses des modèles SVAT à la différence de couvert végétal.

Pour la phase II de l'expérience d'inter-comparaison d'ALMIP, 20 modèles ont simulé la réponse de la surface des 3 sites de méso-échelle de l'observatoire AMMA-CATCH avec une résolution de  $0.05^\circ$  sur la période 2005-2008 (Boone, Peugeot et al. 2011). La figure V-4 (Cohard, Peugeot et al. 2014) présente la réponse d'une surface de jachère au Bénin (a) en terme de fraction évaporative observée (b) et simulée (c) pour une année complète en fonction de la teneur en eau normalisée  $(\theta - \theta_{res}) / (\theta_{sat} - \theta_{res})$  dans les 30 premiers cm du sol. Les observations (points gris) montrent un comportement relativement linéaire sur la moitié de la gamme de teneur en eau puis une saturation lorsque la fraction évaporative atteint  $\sim 0.8$  (Mamadou, Galle et al. 2016). Les modèles quant à eux montrent encore des comportements très différents. Si certains semblent avoir un comportement conforme aux observations lors de la période d'humidification des sols (points rouges) d'autres produisent de l'évapotranspiration quelques soit la teneur en eau du sol (CLSM, SPONSOR), ou montrent un seuil d'humidité avant que EF n'augmente avec la teneur en eau (ISBA, HTESSEL Orchidée). Quasiment tous montrent un effet d'hystérésis entre la saison sèche (rouge) et la saison humide (vert). Ces résultats mettent en exergue la difficulté qu'ont les modèles à limiter l'évapotranspiration lorsque leur réservoir racinaire (5-30cm) est encore humide alors que la surface est sèche, en particulier pendant la période d'assèchement. Cela peut être dû encore une fois à un défaut des schémas d'évaporation mais aussi à des séries de LAI différentes de celles du site observé. En effet le pixel choisi pour les modèles comprend 75% de jachère + 15% de forêt + 10% de sol nu. De par les différences de dynamique entre les différentes végétations, la part de la forêt, même faible, est susceptible d'expliquer en partie l'effet d'hystérésis.

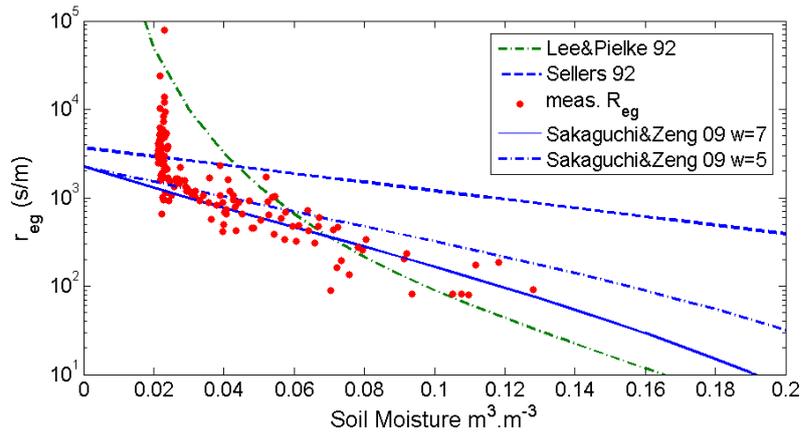


**Fig. V-4:** a) site de Jachère de Nalohou. b) Observation de la fraction évaporative en fonction de la teneur en eau normalisée pour le site de Jachère (gris) et pour le site de forêt claire (noir). Les observations disponibles ont été moyennées par classes de teneur en eau. c) résultats obtenus par 19 modèles de l'expérience ALMIP2. Les points rouges (resp. verts) correspondent à la réponse de la surface en saison sèche (resp. humide). Extrait de (Cohard, Peugeot et al. 2014).

#### V-1.4. Capacité du modèle CLM à reproduire les processus d'évaporation et de transpiration

Les processus d'évaporation et de transpiration sont représentés sur la (Fig. V-1) par les résistances  $r_{eg}$  et  $r_{ev+r_{sto}}$ . Pour interpréter les données d'évapotranspiration présentée au chapitre IV-1, nous avons comparé la résistance de surface calculées à partir des données et les résistances  $r_{eg}$  et  $r_{ev+r_{sto}}$  calculées avec les paramétrisations du modèle CLM développé au NCAR (National Center of Atmospheric Research, Boulder, Co - USA) pour des conditions de surface et de climats soudaniens. La résistance à l'évaporation du sol a fait l'objet d'une revue par (Sakaguchi and Zeng 2009) afin d'améliorer ce processus dans le modèle CLM (Oleson, Lawrence et al. 2013). Ce modèle propose le calcul de  $r_{eg}$  avec des paramétrisations plus ou moins élaborées. Celles de (Sellers, Heiser et al. 1992), de (Lee and Pielke 1992) et de (Sakaguchi and Zeng 2009) sont tracées sur la Fig. V-5. On peut remarquer les fortes résistances calculées par le modèle de Lee&Pielke pour les faibles teneurs en eau. Estimées trop fortes, elles ont suscité la proposition de Sakagushi&Zeng (2009) qui plutôt que de pondérer la résistance aérodynamique  $r_{eab}$ , ont proposé une paramétrisation de  $r_{eg}$  qui s'ajoute logiquement à  $r_{eab}$  comme deux résistance en série.

Pendant la saison sèche au nord Bénin, toute la végétation herbacée est brûlée laissant ainsi un sol quasiment nu. Ainsi les observations pendant cette saison correspondent à des conditions idéales pour évaluer les paramétrisations de l'évaporation. La résistance à l'évaporation calculée à partir des données d'évaporation est tracée en fonction de l'humidité du sol sur la Fig. V-5 (points rouges). Les occurrences de pluies isolées pendant cette saison permettent de couvrir également une large gamme de teneurs en eau de surface. Ainsi, on montre que la paramétrisation de Sakagushi&Zeng 2009 est particulièrement pertinente pour les teneurs en eau supérieures à  $0.03\text{m}^3.\text{m}^{-3}$ . Toutefois elle ne représente pas la résistance de succion associée aux très faibles teneurs en eau. Cette paramétrisation a été ajoutée au modèle parflow/CLM qui ne l'intégrait pas encore.

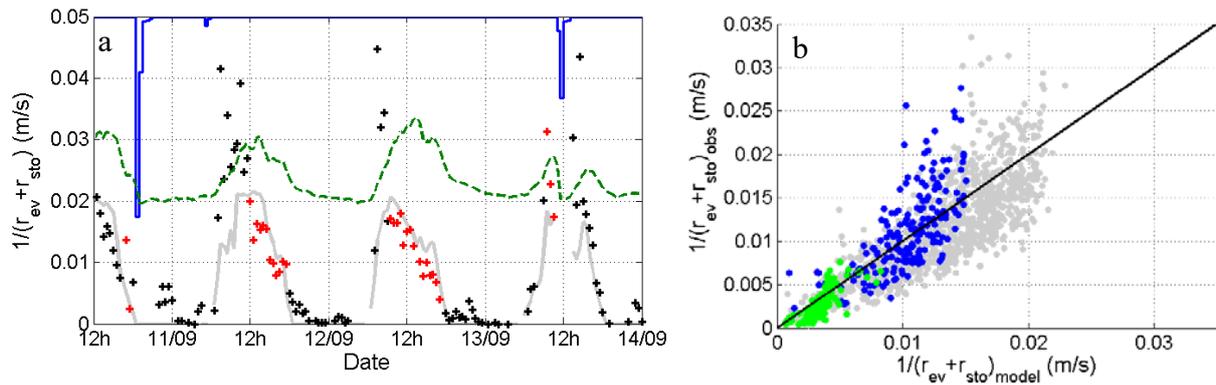


**Fig. V-5:** résistance du sol à l'évaporation observé par la station de flux à Nalohou (points rouge) et calculée avec les paramétrisations de Lee&Pielke, 1992 (vert), Sellers et al, 1992 (tireté) et Sakaguchi & Zeng, 2009 pour deux valeurs du paramètre de courbure  $w=5$  (mixte) et  $w=7$  (plein). Extrait de (Mamadou, Cohard et al. 2014).

Pendant la saison des pluies, la surface observée par le système d'eddy-covariance est couverte de végétation herbacée, laissant a priori passer peu d'énergie pour l'évaporation du sol. Les flux observés sont donc essentiellement de la transpiration associée aux résistances  $r_{ev} + r_{sto} = 1/G_s$ . La dynamique de la conductance de surface ( $G_s$ ) pour ces conditions a été simulée avec le modèle de conductance stomatique de Ball&Berry (Collatz, Ribas-Carbo et al. 1992), et comparé aux conductances estimées à partir des observations. La période considérée couvre les jours 189 à 313 pour l'année 2008. Trois jours typiques de la saison des pluies ont été choisis pour illustrer la dynamique de  $G_s$  observée et simulée en relation avec les précipitations (Fig. V-6a). Pendant ces 3 jours,  $G_s$  est bien simulée dans la deuxième moitié de la journée. Après les événements pluvieux (12 et 14 Septembre) et dans la matinée du 13 Septembre, les conductances observées sont bien plus fortes. Elles correspondent à des situations d'évaporation d'eau interceptée ou condensée non simulées par le modèle de Ball&Berry.

Les conductances modélisées présentent un cycle diurne symétrique le 11/09 et dissymétrique le 12/09. Cette forme dissymétrique s'observe régulièrement (Mamadou, Cohard et al. 2014) pendant cette saison. Nous supposons qu'il s'agit d'une fermeture stomatique induite par des températures supérieures à  $30^\circ\text{C}$  (Collatz, Ribas-Carbo et al. 1992). La température de la surface calculée à partir des données de rayonnement grandes longueurs d'onde est tracée Fig. V-6a à titre indicatif. La chute des conductances observées et simulées en début d'après-midi du 12/09 est bien en phase avec les températures supérieures à  $30^\circ\text{C}$ . Le modèle semble donc bien reproduire cet effet et la décroissance des valeurs de conductance de surface observées peut être expliquée par ce processus.

La Fig. V-6b présente l'ensemble des données de la période humide sans les données de matinées (3heures après le lever du soleil) sujettes à la condensation, et sans les données correspondant à des événements pluvieux et aux 6 heures de ressuyage consécutives. Le modèle de Ball&Berry reproduit les conductances observées de manière satisfaisante ( $r^2 = 0,92$ ) en considérant les paramètres associés à des herbacés de type C4 (Oleson, Lawrence et al. 2013). Nous pouvons ainsi conclure que le flux de chaleur latente observé pendant cette période est principalement alimenté par de la transpiration. L'effet de limitation de la température est bien reproduit et doit être pris en compte dans les modélisations SVAT pour simuler le comportement de la végétation en zone soudanienne.



**Fig. V-6:** a) Variations temporelles des conductances de surface,  $(r_{ev} + r_{sto})$  (m/s) observées (croix) et simulées (ligne grise), pour trois jours typiques de la saison des pluies (11 au 14/09/2008). Les croix rouges indiquent les observations sélectionnées pour la figure b. Les lignes verticales bleues représentent les événements pluvieux, et la ligne en pointillés la température de surface en °C (échelle de gauche fois 1000). b) ensembles des observations de conductances entre les jours 189 et 313 en fonction des conductances simulées. Les couleurs vertes et bleues correspondent aux périodes P3 (7–21 Juillet) et P4 (24 Octobre–7 November) indiquées sur la figure IV-2 Extrait de (Mamadou, Cohard et al. 2014).

## V-2. Modélisation atmosphérique des grandes échelles de la turbulence

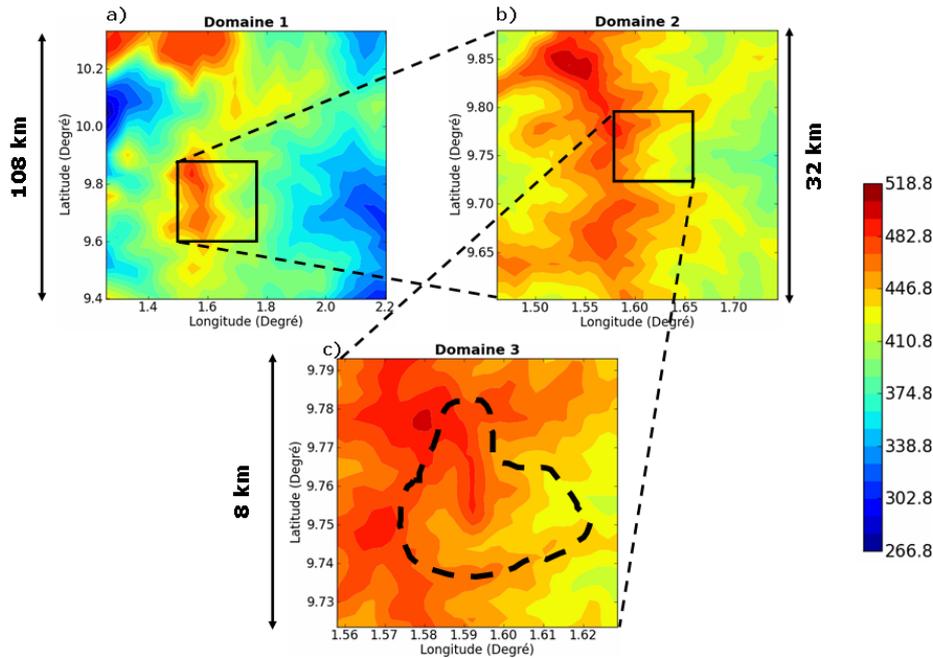
Une autre manière de caractériser la variabilité spatiale des flux turbulents est de modéliser explicitement les écoulements atmosphériques et leurs caractéristiques turbulentes au-dessus des surfaces étudiées. En particulier pour des couverts complexes avec des distributions spatiales de la rugosité, des albedos, et de la topographie, les propriétés de l'écoulement local sont issues à la fois des caractéristiques locales de la surface mais aussi du transport de turbulence (2.31). Les caractéristiques turbulentes imposent ainsi une distribution spatiale de la demande énergétique de l'atmosphère qui sera satisfaite par les flux de quantité de mouvement et par les flux de chaleurs latente et sensible, dont la partition sera fonction des propriétés de la surface. Pour simuler les caractéristiques turbulentes, les lois d'échelles autorisent à ne simuler que les grandes structures de la turbulence ( $\sim 100\text{m}$ ), les structures turbulentes d'échelles inférieures pouvant alors être paramétrées en fonction des caractéristiques grandes échelles (modélisation LES pour Large Eddy Simulation). Un rappel des principes sous-jacents à la modélisation LES et le lien avec les développements théoriques du chapitre II sont présentés en Annexe 5. Ces modèles permettent de simuler les profils des caractéristiques turbulentes dans la colonne atmosphérique (Schmidt and Schumann 1989; Cheng, Canuto et al. 2002), les interactions entre la couche limite de surface et l'entraînement en haut de couche limite (Sullivan, Moeng et al. 1998; Cuxart and Jimenez 2006), les interaction avec le développement nuageux de la convection peu profonde (Jiang, Feingold et al. 2010), l'impact des hétérogénéités de surface sur le développement de la couche limite convective (Patton, Sullivan et al. 2005; van Heerwaarden, Mellado et al. 2014), l'impact les discontinuités de couvert sur les canopées (Dupont, Bonnefond et al. 2011), etc.

Les développements théoriques associés à la mesure des échanges sol/atmosphère par scintillométrie sont fortement attachés à l'hypothèse d'homogénéité spatiale. Si il a été montré que la méthode pouvait être appliquée pour des couverts hétérogènes (Lagouarde, Bonnefond et al. 2002; Meijninger, Hartogensis et al. 2002; Lagouarde, Irvine et al. 2006), les limites de l'applicabilité de la méthode reste encore à expliciter. D'autre part, sur couvert hétérogène, la représentativité de la mesure peut être affectée par les caractéristiques de la surface comme cela a été montré avec le développement du modèle de l'empreinte (§III-5). Nous avons donc initié des études de modélisation LES afin d'évaluer les aptitudes de la scintillométrie à mesurer des

flux turbulents au-dessus des surfaces complexes et afin de comprendre ce qu'agrège une mesure scintillométrique sur ces surfaces. Le modèle LES pourrait ainsi être utilisé comme un modèle d'empreinte en utilisant les retro-trajectoires entre les points de la ligne optique et la surface. Ces modèles étant encore très peu utilisés sur couverts hétérogènes notre démarche s'est organisée selon trois points : Le couplage d'un modèle LES avec un modèle de surface; la validité/sensibilité des simulations LES au maillage, en particulier au maillage étiré près des interfaces afin de simuler explicitement les caractéristiques turbulentes à la hauteur d'une mesure scintillométrique ( $< 20$  m); et l'implémentation d'un scintillomètre virtuel en exploitant les sorties du modèle LES pour calculer les paramètres de structure  $\overline{C_T^2}$ ,  $\overline{C_q^2}$ ,  $\overline{C_{Tq}}$  puis  $\overline{C_n^2}$  à partir de leur valeurs locales respectives simulées par le modèle. Ces trois études sont illustrées ci-après.

### *V-2.1. Couplage d'un modèle LES avec un modèle de surface*

Dans le cadre de la thèse de Moussa Doukoure (Doukouré 2011), nous avons mis en place une stratégie de modélisation pour obtenir la distribution spatiale des flux de surface sur surface réelle. En particulier, en modélisation LES sur surface homogène, les conditions aux limites latérales sont des conditions cycliques ; les conditions à la limite inférieure sont imposées par les flux de surface ; enfin, les caractéristiques moyennes sont obtenues par moyenne temporelle permettant d'obtenir la variabilité spatiale des flux sur le domaine de simulation. Pour des conditions de surface hétérogène ces trois usages ne peuvent plus être appliqués. Nous avons donc réalisé des simulations emboîtées avec le modèle MesoNH pour trois domaines d'extensions respectives  $108 \times 108$  km<sup>2</sup>,  $32 \times 32$  km<sup>2</sup> et  $8 \times 8$  km<sup>2</sup> avec des résolutions de plus en plus fines (respectivement 4km, 1km et 250m) permettant de contraindre le modèle LES avec une résolution horizontale de 250m (Fig V.7). Pour ces simulations les conditions à la limite inférieure sont imposées par le modèle de surface ISBA (Noilhan and Planton 1989) forcé par le modèle atmosphérique pour ce qui concerne la température, l'humidité de l'air et la vitesse du vent et par un modèle radiatif pour ce qui concerne les rayonnements incidents. Le modèle est initialisé à 12H00 TU pour le Domaine 1 avec des données issues de radiosondage pour l'atmosphère, de mesure moyenne pour la température et l'humidité du sol. Ce modèle est lancé seul pour 22h00 de simulation. Les modèles pour les domaines 2 et 3 sont alors lancés simultanément pour 2h00 de simulation supplémentaire complétant ainsi le cycle diurne. 20min supplémentaires sont simulées avec rayonnement constant pour faire les analyses, en particulier des moyennes temporelles en chaque point du domaine.



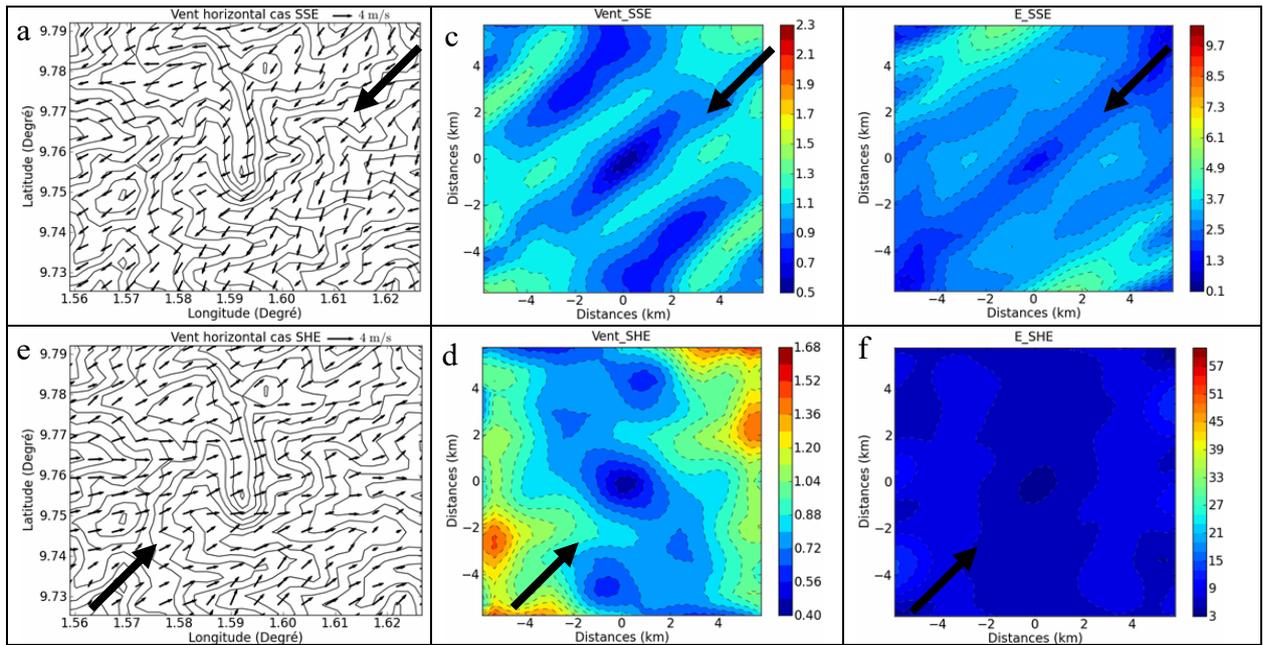
**Fig. V-7:** Domaine de simulation avec des résolutions respective de 4km 1km et 250m. La topographie est tracée en couleur. Le bassin versant d'Ara est tracé sur la figure à la résolution la plus faible. Extrait de (Doukouré 2011).

Les résultats ci-dessous ont été obtenus pour une distribution de couvert (Ecoclimap) quasi uniforme sur le domaine 3 et constituée de savane arborée. La variabilité spatiale de l'écoulement et des flux de surface est donc seulement imposée par la topographie. La figure V-8 présente les résultats de 2 simulations correspondant l'une à des conditions de saison sèche et l'autre de saison humide dont les caractéristiques principales sont données dans le tableau V-1.

**Tableau V-2 :** conditions spécifiques pour deux simulations en saison sèche et en saison humide.

	Sol	vent		Couche de mélange			
	$\theta$ (%)	dir°	vitesse (m/s)	T (°K)	q (kg/kg)	$z_i$ (m)	$Q_0$
saison sèche	5	45	4	309	7	1993	0.33
saison humide	15	225	4	307	14.5	1821	0.3

Les figures V-8a et V-8b montrent le champ de vent moyen sur 20min au premier niveau du modèle (20m). Celui-ci semble peu déformé par le relief en saison sèche, et particulièrement impacté pour les conditions de Sud-Ouest. Les figures V-8c et V-8d montrent le variogramme 2D du champ de vent. Il fait ressortir pour la saison sèche des structures spatiales unidirectionnelles avec une distance de décorrélation de l'ordre de 2 km dans la direction Nord-Ouest – Sud-Est, perpendiculairement à la direction du vent moyen. Pour la saison humide, les structures spatiales sont 2D orientées à la fois dans une direction perpendiculaire au vent moyen mais aussi alignées sur la structure du relief. Les figures V-8e et V-8f représentent le variogramme du champ d'évapotranspiration. Pour la saison sèche et la saison humide les structures spatiales du champ d'évapotranspiration reproduisent clairement les structures spatiales du champ de vent. Nous illustrons ainsi comment la surface, soumise à un forçage donné, structure le champ d'évapotranspiration (Doukouré, Anquetin et al. 2009).



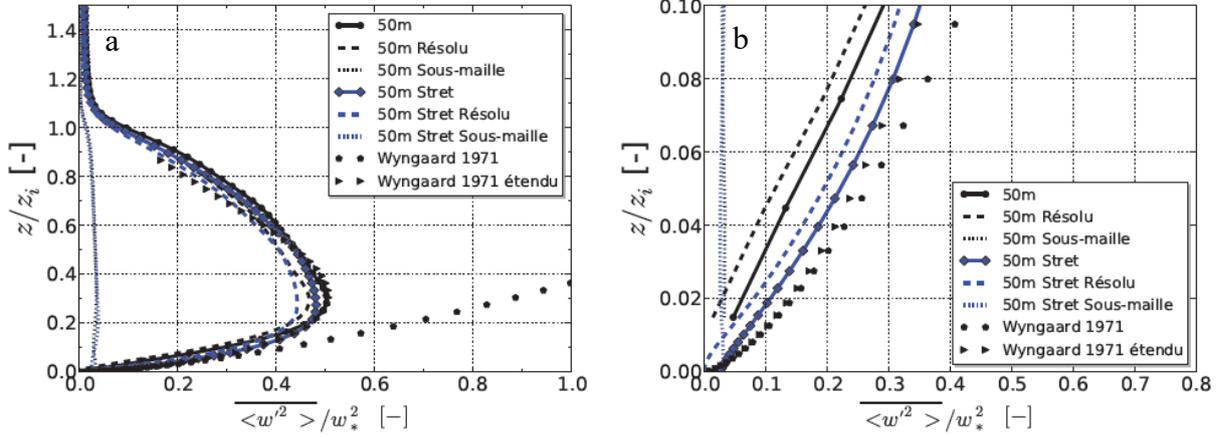
**Fig. V-8:** A gauche, Champs de vent moyenné sur 20min pour deux simulations LES réalisées avec des conditions de saison sèche (a) et humide (b). Au centre, variogramme 2D du champ de vent en saison sèche (c) et humide (d). A droite, variogramme du champ d'évapotranspiration pour les saisons sèche (e) et humide (f). Extrait de (Doukouré 2011).

### V-2.2. Utilisation de grille anisotrope en modélisation LES

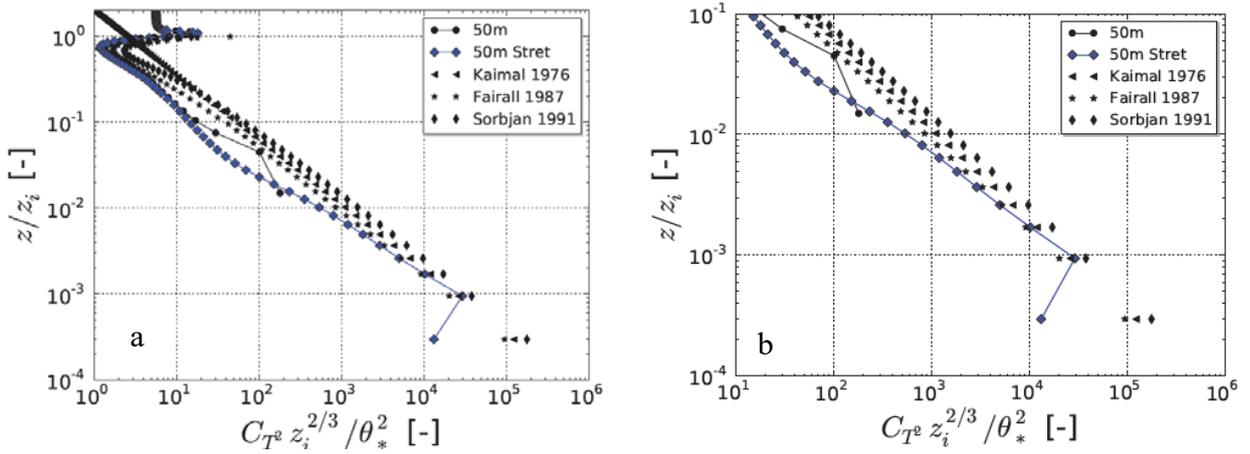
Dans le cadre de la thèse de Joris Pianezze, nous avons étudié l'impact, sur les simulations LES, de maillages anisotropes plus détaillés près du sol (maillage "stretché" resserré près du sol puis étiré). Un cas d'étude de référence documenté (Schmidt and Schumann 1989; Cuxart, Bougeault et al. 2000) a été simulé pour différentes configurations de maillage. Il a été montré que le maillage "stretché" ne dégradait pas la simulation. Au contraire, les valeurs des variables turbulentes simulées sont plus proches de la théorie des similitudes, car les gradients de vitesse et de température sont mieux résolus près de la surface. D'autre part, les profils verticaux des différentes caractéristiques turbulentes sont bien simulés pour des altitudes inférieures à 10m avec des mailles de l'ordre du mètre près de la surface. Pour illustrer ce résultat, la figure V-9 présente pour la simulation académique Schmidt et Shumann, le profil vertical normalisé de la variance de vitesse verticale. La simulation avec maillage "stretché" (bleu) est mieux corrélée au profil théorique de Wyngaard ( $R^2 = 0.99$ ) que la simulation avec maillage régulier ( $R^2 = 0.94$ ).

D'autre part le profil vertical du paramètre de structure pour la température  $C_T^2$ , calculé par le modèle (voir paragraphe suivant) retrouve le profil théorique de (Fairall 1987) (Fig. V-10), ce qui ne peut pas être représenté avec le maillage régulier (Pianezze 2013). On observe toutefois des écarts significatifs entre  $10^{-2} z_i$  (~20m) et  $2 \cdot 10^{-1} z_i$  (400m) pour le profil de  $C_T^2$  quelques soient les configurations de maillage. Une étude de sensibilité spécifique au modèle de fermeture a été réalisée pour s'assurer du bon fonctionnement du modèle de turbulence. Celles-ci nous a permis de mettre en cohérence les constantes du modèle de fermeture (Redelsperger and Sommeria 1981) et ainsi de s'affranchir de son extension pour la couche de surface (Redelsperger, Mahé et al. 2001). Les biais observés entre les  $C_T^2$  simulés et le profil de similitude sont récurrents dans plusieurs études (Cheinet and Siebesma 2009; Maronga, Moene et al. 2013). Ils sont associés à un déficit de  $\overline{\theta'^2}$  la variance de température en milieu de couche limite (Pianezze 2013). Dans le schéma d'ordre 1.5, ce terme est calculé à partir des gradients de température (5.22). Il n'est pas explicitement résolu, à la différence du schéma d'ordre 2 de

(Mellor and Yamada 1974) qui ne montre pas de biais pour  $\overline{\theta'^2}$ . L'ajout d'une équation pour  $\overline{\theta'^2}$  permettrait certainement de mieux représenter le profil de  $\overline{\theta'^2}$  et par conséquent le profil de  $C_T^2$ .



**Fig. V-9:** profil vertical de la variance de la vitesse verticale pour les simulations de Schmidt et Schumann pour différentes configurations de maillages pour toute la couche limite de hauteur  $z_i$  (a) et pour la couche de surface (b).



**Fig. V-10:** profil vertical de  $C_T^2$  pour les simulations de Schmidt et Schumann pour différentes configurations de maillages pour toute la couche limite de hauteur  $z_i$  (a) et pour la couche de surface (b). Extrait de (Pianezze 2013).

### V-2.3. Implémentation d'un scintillomètre virtuel dans un modèle LES

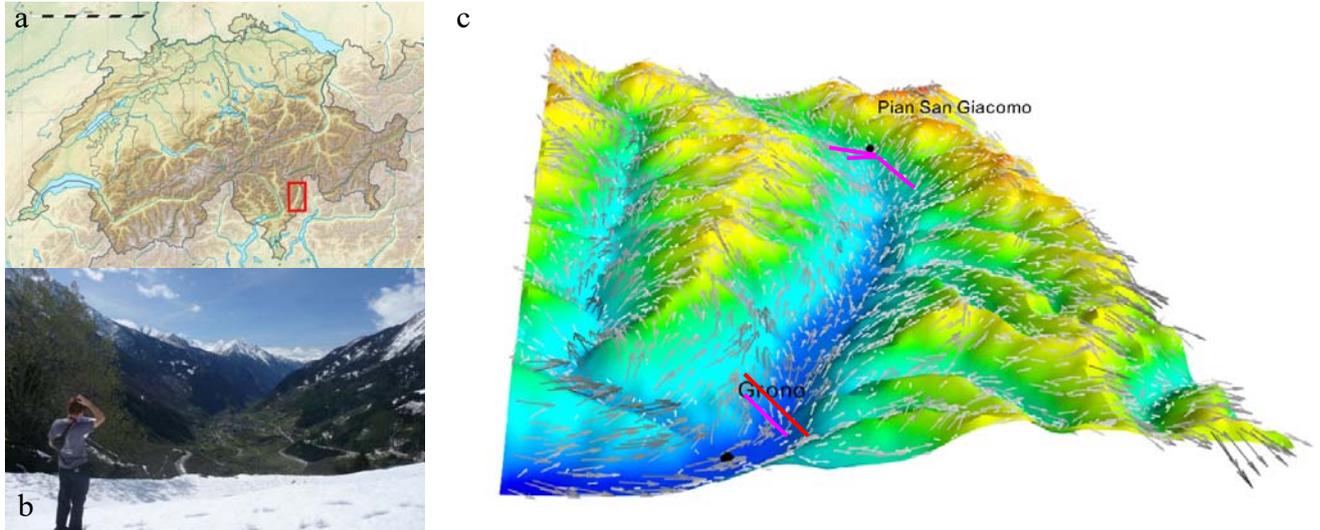
Un "scintillomètre virtuel" a été implémenté dans le modèle MesoNH (Pianezze, Cohard et al. 2010), afin de proposer un outil d'aide à l'implantation de scintillomètres en milieu complexe et à l'interprétation des données. Le principe est de calculer à partir des caractéristiques turbulentes simulées les paramètres de structure  $C_T^2$ ,  $C_q^2$ ,  $C_{Tq}$  et de calculer  $C_n^2$  par l'équation (3.29). En reprenant les équations (3.14) à (3.16) ainsi que la paramétrisation des termes de dissipation en fonction de l'énergie cinétique turbulente (5.19) on peut écrire les paramètres de structure en fonction des longueurs de mélange comme cela a été présenté par (Cheinet and Siebesma 2009; Maronga, Moene et al. 2013) et rappelé dans les équations (5.3) à (5.5). La mesure scintillométrique virtuelle est alors calculée comme la moyenne pondérée des valeurs locales prédites par le modèle LES le long du trajet optique, grâce à l'équation (3.23).

$$C_T^2 = 4.01 \kappa_c C_k C_\varepsilon^{-1/3} l_k l_\varepsilon^{1/3} \left( \left( \frac{\partial \tilde{\theta}}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial \tilde{\theta}}{\partial y} \right)^2 + \phi_3 \left( \frac{\partial \tilde{\theta}}{\partial z} \right)^2 \right) \quad (5.3)$$

$$C_q^2 = 4.01 \kappa_c C_k C_\varepsilon^{-1/3} l_k l_\varepsilon^{1/3} \left( \left( \frac{\partial \tilde{q}}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial \tilde{q}}{\partial y} \right)^2 + \phi_3 \left( \frac{\partial \tilde{q}}{\partial z} \right)^2 \right) \quad (5.4)$$

$$C_T^2 = \frac{4.01}{2} \kappa_c C_{q\theta} C_\varepsilon^{-1/3} l_k l_\varepsilon^{1/3} \left( \frac{\partial \tilde{q}}{\partial x} \frac{\partial \tilde{\theta}}{\partial x} + \frac{\partial \tilde{q}}{\partial y} \frac{\partial \tilde{\theta}}{\partial y} + (\phi_3 + \psi_3) \frac{\partial \tilde{q}}{\partial z} \frac{\partial \tilde{\theta}}{\partial z} \right) \quad (5.5)$$

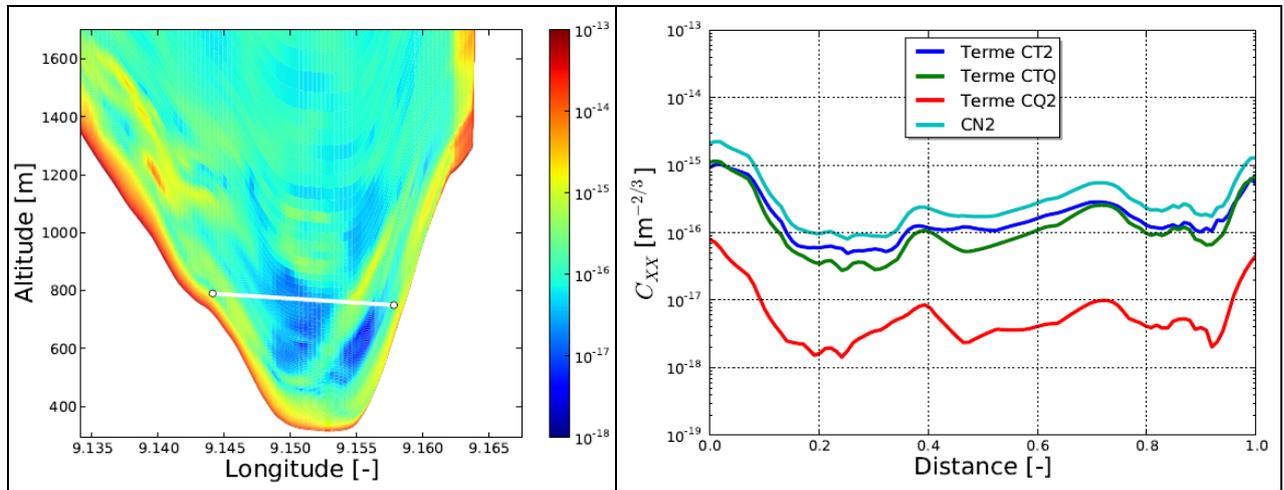
Ces développements ont été mis en œuvre dans une modélisation LES des écoulements dans la vallée de la Mesolcina (Suisse), site expérimental de la campagne VOTALP (Furger, Dommen et al. 2000; Wotawa and Kromp-Kolb 2000). Au cours de cette campagne plusieurs scintillomètres ont été installés dans le but d'estimer les vitesses moyennes des vents de vallée. Une simulation de la situation du 17 aout 1997 a été réalisée avec 5 modèles imbriqués à 16km, 4km, 1.4km, 440m, et 110m de résolution, forcés par les ré-analyses du centre européen ECMWF. La figure V-11 montre le champ de vent au sol simulé dans la vallée de la Mesolcina.



**Fig. V-11:** localisation de la vallée de la Mesolcina en Suisse (a) et géométrie de la vallée (b). (c) champ de vent au sol simulé dans la vallée de la Mesolcina pour le cas du 17/08 1997 à 12h00. Les lignes roses et rouge présentent les trajets optiques des 5 scintillomètres installés pendant la campagne VOTALP. (Pianeze 2013).

La figure V-12 montre le profil de  $C_n^2$  simulé dans la section contenant le trajet optique Santa Maria-Grono (en rouge sur la figure V-11). Elle montre la grande variabilité de  $C_n^2$  en fonction de l'altitude, en particulier les grandes différences entre la surface où on trouve des  $C_n^2$  de l'ordre de  $10^{-14}$  (orange – rouge) alors qu'ils sont de l'ordre de qqs  $10^{-17}$  (bleu) au centre de la vallée (2 décades). La figure V-12b montre les profils extraits des contributions de  $C_T^2$ ,  $C_q^2$ ,  $C_{Tq}$  à  $C_n^2$ . Ils montrent les contributions non négligeables de CTQ, en particulier au centre du chemin optique et d'autre part la variabilité le long du trajet. Ainsi la moyenne pondérée d'un tel profil avec les fonctions poids qui favorisent le centre du chemin optique (Figure III-7) ne sera pas du tout représentative des valeurs près de la surface et donc des échanges entre le sol et

l'atmosphère. En dépit du fait que les  $C_n^2$  simulés restent sous-estimés du fait des biais sur  $\overline{\theta'^2}$ , cet outil permet de prédire les distributions spatiales de  $C_n^2$  qui pourront être utilisées pour interpréter des mesures ou aider à l'implantation de dispositifs en milieu complexe.



**Fig. V-12:** A gauche, coupe verticale du  $C_n^2$  le long du scintillomètre de Santa-Maria-Grono (en rouge sur la figure 11). A droite, profils de extraits des contributions de  $C_T^2$ ,  $C_q^2$ ,  $C_{Tq}$  à  $C_n^2$  le long de la ligne blanche. (Pianezze 2013).

### V-3. La variabilité spatiale induite par les processus hydrologiques

La distribution de l'eau à la surface du sol et en sub-surface, dans la zone racinaire, conditionne également les flux d'évapotranspiration. En particulier pour, pour les sols et le climat du Nord Bénin, on a explicitement montré que l'évapotranspiration pouvait vidanger les réserves d'eau souterraine correspondant à la recharge annuelle (Guyot, Cohard et al. 2012; Richard, Galle et al. 2013). Ces situations se rencontrent lorsque la nappe est suffisamment proche de la surface pour alimenter la zone racinaire ou soutenir l'évaporation de la surface. En particulier les bas-fonds (zones de fond de vallée inondées en saison des pluies), toujours plus humides, auront des régimes d'évapotranspiration plus soutenus que les hauts de versant (Fig. IV.6). Qu'ils soient alimentés par du ruissellement de surface, des écoulements de sub-surface ou des transferts de nappe, il convient pour simuler et prédire la dynamique de l'évapotranspiration de ces zones ou régions, de simuler ces transferts latéraux. Afin de comprendre la dynamique de l'évapotranspiration observée, en particulier sur nos terrains d'étude en Afrique de l'Ouest, et d'étudier les rétroactions entre l'hydrologie de surface et l'atmosphère, j'ai choisi de mettre en œuvre un modèle susceptible de représenter à la fois les transferts verticaux et latéraux dans la zone non saturée et dans la zone saturée, et à la fois la reprise racinaire et l'évapotranspiration. Le modèle Parflow/CLM (Maxwell and Miller 2005) développé à Colorado School of Mines représente explicitement ces processus. Parflow résout les équations de Richards en 3D dans la zone saturée et la zone non saturée. Il est couplé à CLM (Oleson, Lawrence et al. 2013), modèle SVAT développé au NCAR (Boulder, Co - USA) qui résout le bilan d'énergie à la surface en chaque point de grille pour un forçage atmosphérique comprenant les précipitations, les rayonnements incidents courtes et grandes longueurs d'onde et la météorologie ( $T^\circ$ ,  $H\%$  et vitesse du vent). Les ruissellements sur surfaces saturées sont autorisés et propagés par une équation d'onde cinématique (Kollet and Maxwell 2006). Le modèle peut également être couplé

au modèle atmosphérique WRF (Maxwell, Lundquist et al. 2011) pour étudier les rétroactions de l'hydrologie de surface sur le développement de la couche limite atmosphérique (Rihani, Chow et al. 2015). Enfin, son code parallélisé permet de représenter des grands domaines avec des résolutions fines. Ce modèle permet ainsi à la fois d'étudier les transferts d'eau à l'échelle d'un versant ou d'une unité hydrologique élémentaire à des résolutions de l'ordre de la dizaine de mètres (Atchley and Maxwell 2011), mais aussi à l'échelle régionale avec des résolutions kilométriques (Maxwell, Condon et al. 2015).

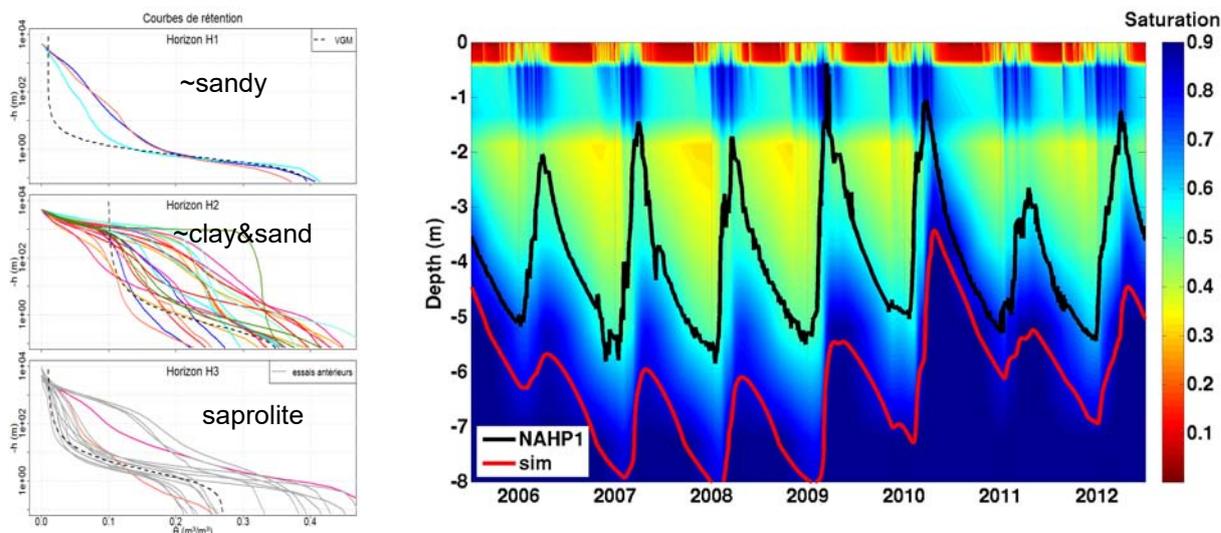
Au LTHE, Parflow/CLM a été mis en œuvre dans le cadre de la thèse de Dorothee Robert (Robert 2012) ainsi que dans le cadre du post doc de Basile Hector. Avant d'utiliser le modèle à l'échelle du bassin versant, avec des géométries complexes et des surfaces et sous-sol hétérogènes, notre démarche a consisté à évaluer les différentes briques du modèle et à vérifier qu'il était capable de reproduire les principaux processus hydrologiques observés sur le bassin de Nalohou, super site AMMA-CATCH au Bénin. En particulier, nous avons vérifié en 1D que le modèle était capable de produire des nappes perchées, et que le SVAT représentait bien les régimes d'évapotranspiration sur la parcelle pour laquelle nous avons un jeu de données permettant une évaluation multi-critère. D'autre part nous avons évalué sur des géométries idéalisées en 2D que le modèle était capable de transférer l'eau avec des temps caractéristiques compatibles avec les régimes hydrologiques observés. Enfin nous avons testé le modèle sur un bas fond idéalisé reprenant les caractéristiques principales identifiés par (Hector, Seguis et al. 2015). Ces tests sont présentés dans les paragraphes suivants.

### V-3.1. Simulation d'une colonne 1D pour des sols caractéristiques d'un versant en zone de socle au nord Bénin

Le super site de Nalohou de l'observatoire AMMA-CATCH au Bénin bénéficie d'une instrumentation permettant de suivre les stocks d'eau dans tous les compartiments de la zone critique. En particulier, un versant est équipé de trois stations sol qui mesurent les profils de teneur en eau dans le 1er mètre sous la surface. Un réseau de 30 piézomètres permet de suivre la dynamique de la nappe et la formation de nappes perchées, en particulier aux lieux des stations sols mais aussi dans des unités géologiques et/ou pédologiques particulières (bas fond, cuirasse, ...). Une station micro-météorologique permet de suivre tous les termes du bilan énergétique de la surface (voir Fig. IV-2) et les précipitations et ainsi de caractériser le forçage atmosphérique nécessaire aux modèles SVAT et de fournir des données d'évaluation. Un suivi de la hauteur de la végétation herbacée considérée pour cette simulation, permet de calculer les caractéristiques aérodynamiques à partir de loi de proportionnalité (Brutsaert 1982) spécifiques au site d'étude (Cohard and Galle 2012). Pour ce faire, les rugosités et hauteurs de déplacement de référence ont été estimées par la méthode de Martano (Martano 2000) à partir des données d'eddy-covariance.

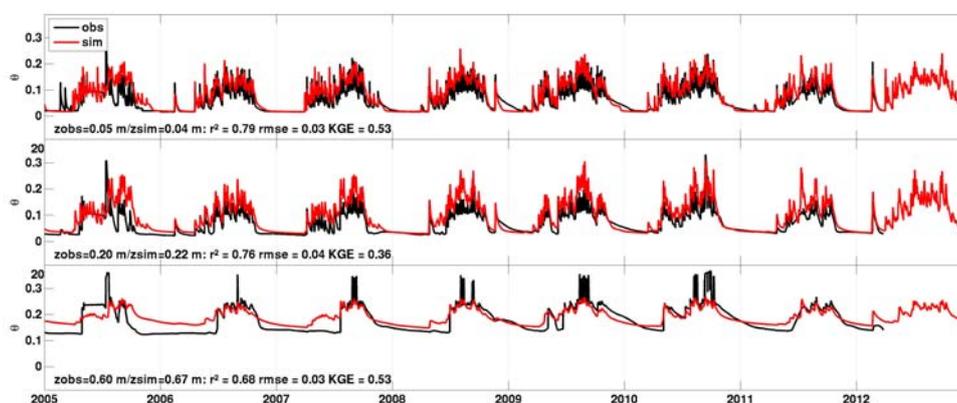
Cet ensemble de données nous a permis de mettre en œuvre le modèle Parflow/CLM en 1D afin d'évaluer ses capacités à reproduire à la fois les transferts dans le sol et le bilan d'énergie à la surface. Le modèle est configuré conformément aux observations réalisées dans des fosses creusées et caractérisées dans le cadre de la thèse de Dorothee Robert (Robert 2012). La colonne de sol simulée consiste en trois horizons de 0.5m, 1.5m, et 6 m d'épaisseur chacun avec des perméabilités de  $10^{-5}$ ,  $2.10^{-6}$  et  $10^{-5} \text{m.s}^{-1}$ . Les courbes de rétention sont présentées sur la Fig. V-13a. Elles montrent un fort contraste entre le premier horizon sableux et le 2<sup>ème</sup> plus argileux. La réalité est plus complexe pour ce deuxième horizon qui montre souvent un sol argileux avec des graviers formant ainsi des sols à double porosité très hétérogènes (Robert 2012). Le troisième horizon est une couche altérée plus perméable communément appelé saprolite. Le modèle permet une discrétisation verticale avec des épaisseurs de maille variables plus résolues près de la surface. La simulation présentée comprend 21 mailles de  $\sim 3\text{cm}$  en surface et  $\sim 1.5\text{m}$  en profondeur. Enfin une condition à la limite inférieure est appliquée afin de représenter les

écoulements souterrains (transferts latéraux) qui drainent cette parcelle. Une fuite de 600mm/an est appliquée au fond du domaine.



**Fig. V-13:** a) courbes de rétention des trois horizons simulés (pointillés noirs) et observées dans 15 fosses creusées dans un rayon de 300m autour de la station de flux. Extrait de (Robert 2012). b) saturation de la colonne simulée en fonction du temps pour 7 années de simulation. Les courbes noires et rouges sont les hauteurs de nappe observées et simulées.

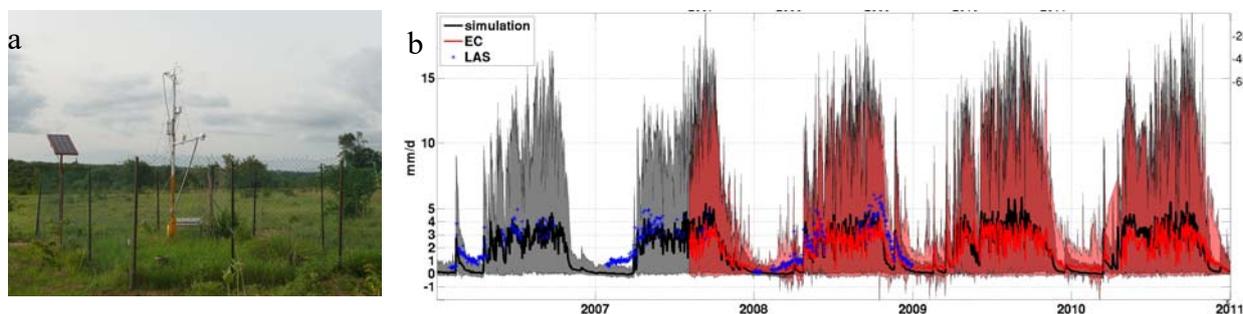
La figure V-13b présente la teneur en eau en fonction du temps et de la profondeur pour 8 années de simulation. Elle montre clairement le comportement des 3 horizons. Le 1<sup>er</sup> horizon, drainant, n'est jamais saturé. Le deuxième horizon se sature de manière temporaire pendant la saison des pluies, créant ainsi des nappes perchées similaires à celles observées. Le troisième horizon permet le battement de la nappe, fortement influencé par la condition à la limite inférieure dans cette simulation mais permettant de contraindre de manière réaliste l'horizon 2. La figure V-14 présente les chroniques de teneur en eau observées et simulées à 0.05, 0.2 et 1m. Elle montre le très bon comportement du modèle lors de la mise en eau et lors des ressuyages des différents horizons. De même la chronique de l'évapotranspiration est très bien reproduite (Fig V-15). Ces résultats confortent l'évaluation des paramétrisations pour l'évaporation et la transpiration réalisées de manière indépendante au chapitre V-1.4.



**Fig. V-14:** Teneur en eau simulées et observées à 0.05 m, 0.2m et 1m de profondeur pour la station de Nalohou haut (US sur la Fig. IV-10).

Il faut noter qu'en réalité les pertes souterraines associées aux transferts latéraux ne sont pas constantes dans le temps en particulier d'une année sur l'autre en fonction de la pluviométrie. Le modèle n'a pas d'option pour simuler une perte au fond en fonction de la charge. La valeur moyenne de la fuite au fond ne permet donc pas de représenter fidèlement la dynamique de la nappe pour cette configuration. Une configuration 2D d'un versant idéalisé permettra de mieux

représenter la dynamique de la nappe. Ces simulations seront reprises dans ce sens et pourront s'appuyer sur le travail de Alois Richard (Richard, Galle et al. 2013). Elles permettront de mieux comprendre le fonctionnement des versants en zone soudanienne et les régimes d'évapotranspiration associés.



**Fig. V-15:** : b) moyenne (noir) et amplitude (gris) journalière des flux de chaleur latente simulés. moyenne (rouge - resp. bleu) et amplitude (brun) journalière des flux de chaleur latente observés à la station de Nalohou (a) (resp. estimé à partir des données scintillométriques). Les occurrences de pluies apparaissent en haut de figure.

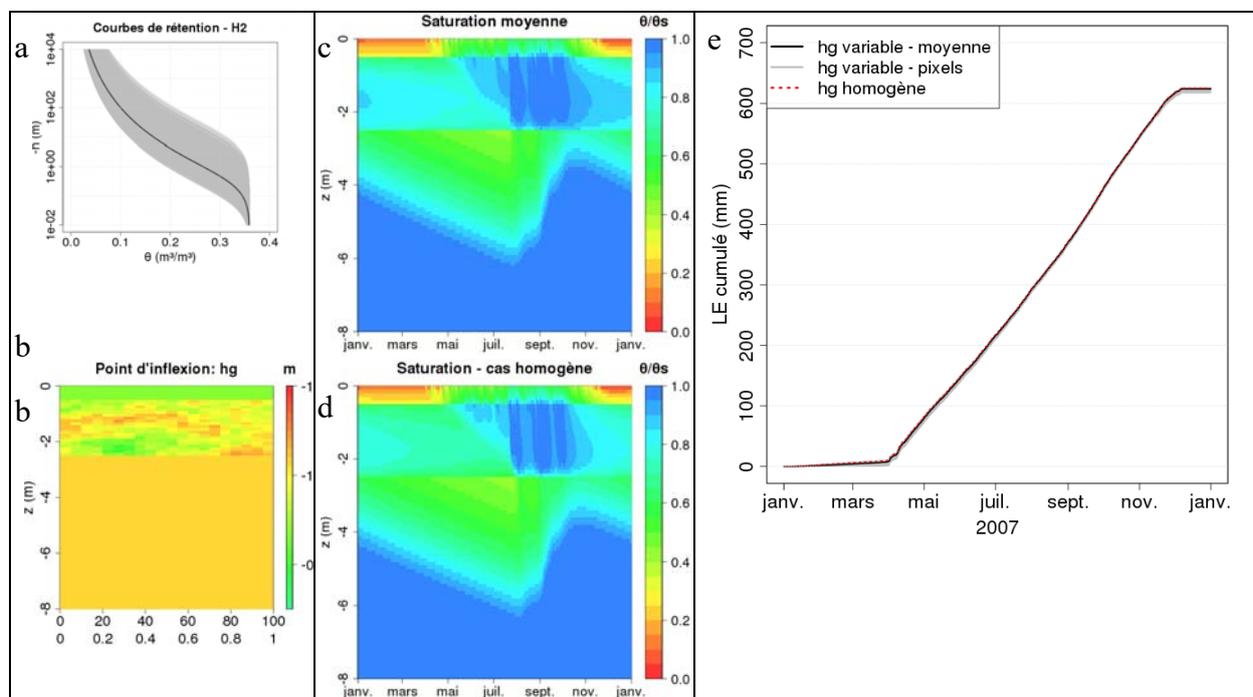
### V-3.2. Impact de la variabilité spatiale des propriétés hydrodynamiques de la sub-surface sur le fonctionnement hydrologique et sur l'évapotranspiration.

Pour l'hydrologie et l'hydrogéologie, les zones de socle sont des zones complexes de par l'hétérogénéité de la géologie et de la pédologie. En particulier en Afrique de l'Ouest au sud du fleuve Niger, les ressources en eau souterraine sont contenues dans des aquifères très morcelés, peu connectés, et au final peu productifs (MacDonald, Bonsor et al. 2012; Vouillamoz, Lawson et al. 2015). Ces caractéristiques rendent ces régions vulnérables pour toutes les problématiques de l'accès à l'eau, en particulier dans le cadre de l'intensification du cycle hydrologique et de la croissance démographique qui augmente à la fois la variabilité spatio-temporelle de la recharge et la pression sur la ressource.

La figure V-13a montre les résultats des processus d'altération sur la variabilité des propriétés hydrodynamiques. On a souhaité avec le modèle Parflow/CLM évaluer l'impact de telles hétérogénéités sur les transferts en sub-surface et sur l'évapotranspiration. Pour cela la colonne précédente a été simulée dans une configuration 3D avec des propriétés hétérogènes pour le deuxième horizon. Il s'agit d'un domaine de 100m x 100m avec une résolution latérale de 5m. La résolution verticale est uniforme pour ces simulations, et égale à 0.1m. Un algorithme de bande tournante (Tompson, Ababou et al. 1989) a permis de distribuer des caractéristiques hydrodynamiques de manière hétérogène tout en gardant une cohérence spatiale, contrainte par les mesures de terrain. La perméabilité à saturation et le niveau du point d'inflexion de la courbe de rétention ont été testés indépendamment. La figure V-16a montre l'étendue des propriétés de rétention considérées et la figure V-16b la distribution spatiale dans une coupe verticale au milieu du domaine.

Les Fig. V-16c et d montrent pour une année, le profil moyen de teneur en eau dans la colonne pour le cas 3D hétérogène (c) et la même simulation avec des propriétés homogènes (d). L'horizon 2 montre des saturations plus importantes pour le cas hétérogène pendant la saison des pluies. Cet horizon reste également plus humide en fin d'année. Toutefois ce surplus d'humidité affecte très peu le régime d'évapotranspiration. En effet la figure V-16e montre que l'évapotranspiration moyenne sur cette parcelle est la même quelque soient les simulations et quel que soit le pixel considéré (pas de dispersion). Le même constat a été fait pour des perméabilités variables dans le 2ème horizon. Il faut noter que le profil racinaire des herbacés est de forme exponentielle. Ainsi les herbacés du modèle reprennent l'eau essentiellement dans le

premier horizon. Le contenu en eau de ce premier horizon ne variant quasiment pas d'une simulation à l'autre, le régime d'évapotranspiration reste le même. Une végétation arborée bénéficierait certainement plus des surplus d'eau présents dans l'horizon 2, ce qui pourrait modifier son régime d'évapotranspiration. Ce cas n'a pas encore été testé. Ces résultats issus de la thèse de Dorothée Robert sont en cours de réévaluation pour l'ensemble des paramètres hydrodynamiques, et avec une configuration permettant de s'affranchir de la fuite imposée au fond du domaine en considérant un versant permettant de drainer latéralement la parcelle d'étude (voir VI-2.1).



**Fig. V-16:** a) ensemble des courbes de rétention de l'horizon 2 (gris) et courbe moyenne (noir) distribuées selon un algorithme de bandes tournantes dont une coupe est présentée en b). c-d) Moyenne horizontale de la saturation en fonction du temps et de la profondeur pour le cas hétérogène (c) et un cas homogène équivalent (d). e) évapotranspiration cumulée pour le cas homogène (rouge) et le cas hétérogène en valeur moyenne (noir) et pour tous les pixels (gris). Extrait de (Robert 2012).

### V-3.3. Simulation d'une unité hydrologique élémentaire (bas-fond) en zone Soudanienne : rôle de l'évapotranspiration.

En Afrique de l'Ouest, les Bas-fonds, sont des dépressions qui restent gorgées d'eau. Ils couvrent 22-52Mha (Andriessse, Fresco et al. 1994) sur l'ensemble du continent. Situées à l'amont des cours d'eau ils débordent pendant la saison humide et constituent une source importante pour la génération des écoulements. Ils jouent ainsi un rôle majeur dans le cycle hydrologique et leur compréhension est nécessaire pour répondre aux enjeux associés à la gestion des ressources en eau de surface. En effet, en Afrique sub-saharienne l'augmentation des inondations affecte un nombre croissant de personnes (Di Baldassarre, Montanari et al. 2010). D'autre part, le développement de l'hydroélectricité est un enjeu important (Cervigni, Liden et al. 2015) et cette source d'énergie est reconnue pour être la plus viable économiquement pour toute la région (<http://www.worldbank.org/en/topic/hydraulique/> aperçu) (Banque mondiale, 2009). Enfin, la forte croissance démographique en Afrique occidentale (2,6% dans la période 2000-2010) amène toujours plus de surface mise en culture et augmente la pression pour l'exploitation des bas-fonds. (Rodenburg, Zwart et al. 2014) estiment que la production provenant de moins de 10% de la superficie totale des bas-fond sur l'Afrique pourrait répondre à la demande de riz totale du continent. Ces changements d'occupation du sol sont susceptibles de changer de manière

importante le fonctionnement de ces unités hydrologiques et d'impacter en profondeur le bilan hydrologique. Malgré ces enjeux, les bas-fonds restent mal compris et peu étudiés. Cela est particulièrement vrai pour les zones soudanaises humides, principalement situées en zone de socle où toutes les composantes de la zone critique sont étroitement liées de par la proximité de la nappe phréatique à la surface.

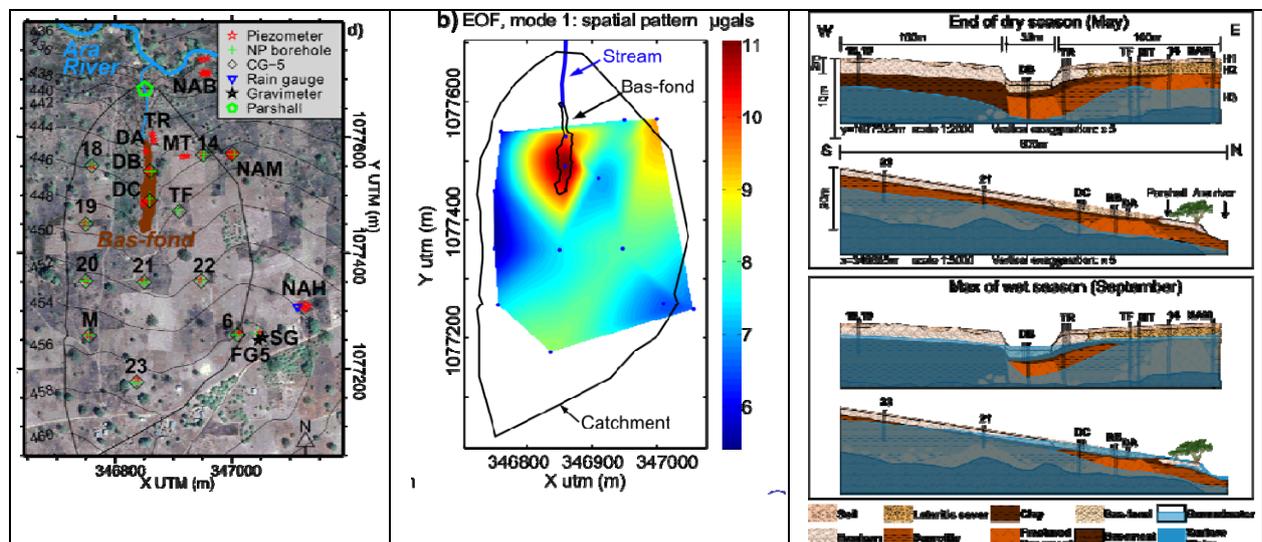
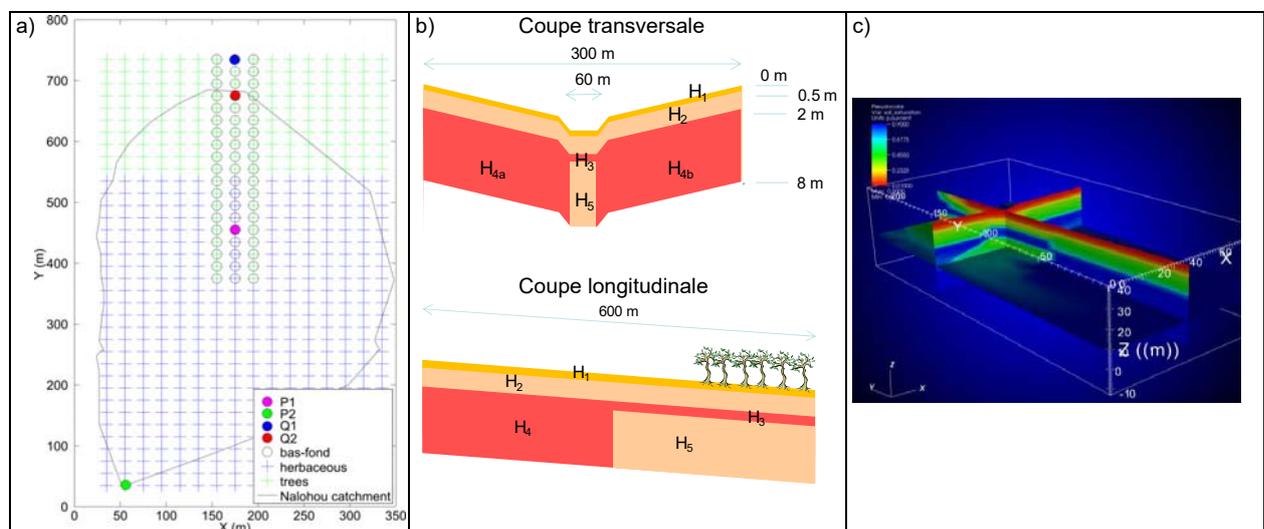


Fig. V-17: a) bas fond de Nalohou et son instrumentation. b) motif spatial du 1<sup>er</sup> mode des EOF appliquées aux variations saisonnières de gravité (g en µgals) obtenues par micro-gravimétrie et directement proportionnelles aux variations de stock d'eau. c) Coupes lithologiques conceptuelles longitudinale et transversale du bas fond de Nalohou en saison sèche et en saison humide. Extrait de (Hector, Seguis et al. 2015).

Dans le cadre de l'observatoire AMMA-CATCH un bas-fond (site de Nalohou au Bénin) a été instrumenté et est suivi depuis 2005 (Fig. V-17a). Les différentes observations récoltées et études menées depuis le début du suivi (Séguis, Boulain et al. 2011; Séguis, Kamagaté et al. 2011) ont permis de proposer un schéma conceptuel du fonctionnement de ce bas-fond (Hector, Seguis et al. 2015). Ce schéma est reproduit sur la Fig. V-17c. Comme la majorité des bas-fonds, le talweg est caractérisé par une diminution rapide de la perméabilité avec la profondeur en raison de l'accumulation des argiles. Cette couche de faible perméabilité permet la formation de nappes perchées (Brabant 1998; Von Der Heyden and New 2003; Von Der Heyden 2004; Hector, Seguis et al. 2015). Sous cette couche imperméable on trouve à priori une roche fissurée plus drainante qui se remplit en saison humide et se vidange en saison sèche entraînant des variations de stocks importantes observées par sonde à neutron et par gravimétrie (Fig. V-17b). L'hydrologie des bas-fonds est également contrôlée par le fonctionnement des zones contributives amonts (Von Der Heyden 2004). Dans le cas du bas-fond de Nalohou, les deux rives montrent des comportements et des caractéristiques différentes. La rive gauche est constituée de cuirasse latéritique qui couvre des argiles compactes. La rive droite est constituée d'un horizon dont la texture est à dominante argileuse souvent à double porosité qui couvre un horizon de saprolite très altéré et plus perméable. Ces caractéristiques de rive droite sont proches de celles présentées dans la partie précédente (§V-3.2).

Le bas-fond de Nalohou a servi de référence pour construire une série d'expériences numériques afin d'étudier la sensibilité du fonctionnement des bassins versants élémentaires à la présence de la lentille argileuse (et donc d'un bas-fond), à la lithologie des zones contributives et au type de végétation couvrant ces zones (Hector, Cohard et al. 2016). La complexité géométrique et lithologique observée a été simplifiée pour ne garder que les éléments principaux et gagner en généralité. Il s'agit d'un bassin versant rectangulaire de 300 x 600 m en forme de 'V' dans sa largeur et avec une pente constante dans sa longueur. Une saillie de 2m de

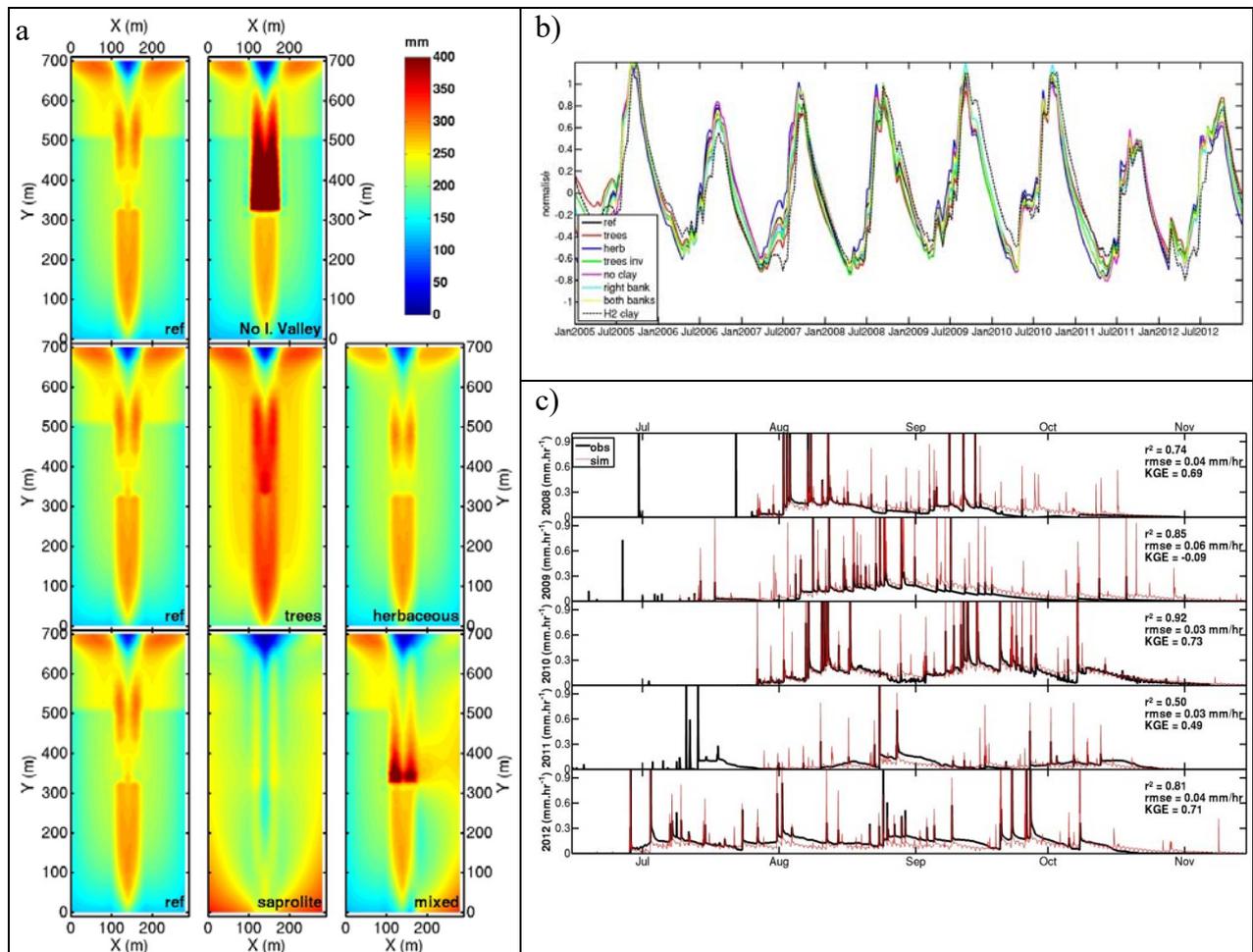
profondeur est ajoutée dans le talweg (3 mailles, 60m) comme cela est généralement observé sur le terrain (Von Der Heyden 2004). Les deux premiers horizons sont considérés très perméables pour ces tests ( $K_{S1} = 1.11 \cdot 10^{-4} \text{ m/s}$ ;  $K_{S2} = 2.8 \cdot 10^{-4} \text{ m/s}$ ). Ils couvrent tout le domaine et représentent d'une part les sols sableux de la surface ( $H_1$ ; ép.: 0.5m), et d'autre part les cuirasses latéritiques ou la macroporosité observées dans l'horizon  $H_2$  (ép.: 1.5m). Dans le fond du bas fond, une lentille argileuse ( $H_3$ ) de 1m d'épaisseur, très imperméable ( $K_{S3} = 5.6 \cdot 10^{-9} \text{ m/s}$ ), est placée sous l'horizon  $H_2$ . Elle couvre un socle fissuré perméable ( $K_{S5} = 2.8 \cdot 10^{-5} \text{ m/s}$ ) jusqu'au fond du domaine. Sous 2m de profondeur, les zones contributives aux écoulements sont soit des sols très argileux ( $K_{S4a} = 5.6 \cdot 10^{-9} \text{ m/s}$ ) soit de la saprolite ( $K_{S4b} = 1. \cdot 10^{-5} \text{ m/s}$ ). Les deux possibilités et un mix rive gauche/rive droite sont simulés dans cette étude. De même la présence ou non de la couche d'argile, remplacée par le socle fissuré, est testée. La végétation sur le cas de référence est conforme à la figure V-18a. La proportion d'arbre au niveau de la ripisylve est en accord avec (Richard, Galle et al. 2013). Dans le dernier test de sensibilité, deux simulations supplémentaires sont réalisées à partir du cas de référence en considérant une végétation uniforme herbacée ou arborée sur tout le domaine.



**Fig. V-18:** a) domaine simulé et extension (trait fin noir) du bas-fond de Nalohou. La zone de bas-fond est représentée par des ronds noirs. Le code couleur représente le type de végétation du cas de référence. b) coupe transversale et longitudinale qui explicite les différents horizons. c) perspective de la teneur en eau au cœur de la saison des pluies qui montre le « coin sec » simulé sous le bas-fond. Extrait de (Hector, Cohard et al. 2016)

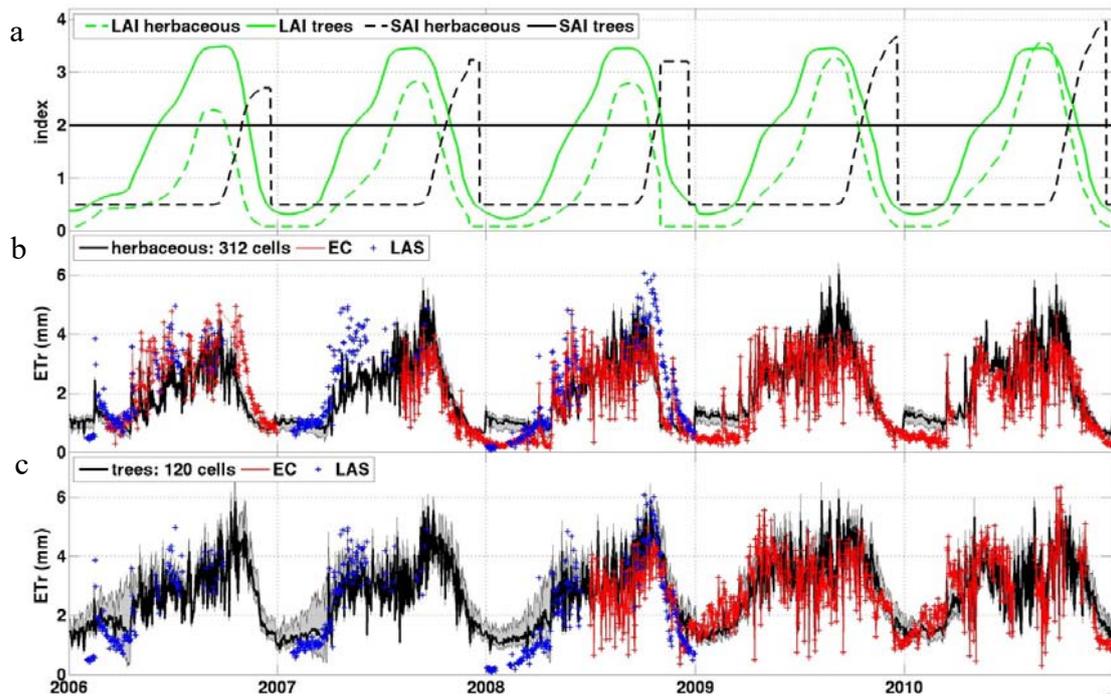
Les résultats de ces simulations montrent d'abord une bonne adéquation avec les observations tant en termes de variations de stock (Fig.V-17b, Fig.V-19a et b), qu'en termes de débit (Fig. V-19c), et d'évapotranspiration (Fig. 20). En effet les variations de stock montrent bien un maximum d'amplitude dans le talweg. Pour un modèle plutôt conceptuel du point de vue de la géométrie et n'ayant pas fait l'objet de procédure de calibration particulière, les débits sur les 5 ans sont particulièrement bien reproduits : le modèle capture bien le début des écoulements, le débit de base et les pics de crue. Les années sèches (2011 et 2012) sont un peu moins bien reproduites. Pour ce qui concerne l'évapotranspiration (Fig. 20b et c), les amplitudes saisonnières simulées sont légèrement supérieures aux observations. Toutefois la dynamique saisonnière est bien reproduite pour les deux types de végétation. On peut noter des plus grandes variabilités spatiales en saison sèche par rapport à la saison humide. Cette variabilité est associée à la position sur le versant. Plus le pixel est bas plus sa teneur en eau reste forte et plus il produit d'évapotranspiration. Cela a été montré récemment dans une étude de (Maxwell and Condon 2016) avec le même modèle. Le résultat est particulièrement pertinent pour la végétation arborée. Pour la végétation herbacée, on note un sursaut non réaliste de l'évapotranspiration lorsque la végétation est brûlée. La conservation du SAI en fin de saison des pluies permet de bien reproduire l'évapotranspiration lors de la senescence de la végétation. Par contre dès que ce SAI

est réinitialisé à zéro, l'eau encore disponible dans le sol, en particulier dans le bas fond, alimente le processus d'évaporation de manière a priori irréaliste. Il a été identifié que la paramétrisation de l'évaporation du sol impose des succions importantes dans l'horizon de surface qui entraînent des remontés capillaires importantes depuis l'horizon 2 vers l'horizon 1. Ce problème est encore en cours d'étude.



**Fig. V-19:** Cartes spatiale du 1<sup>er</sup> mode des EOF pour chaque étude de sensibilité (en ligne) simulée. Le cas de référence est répétée dans la colonne de gauche. b) 1<sup>er</sup> mode des EOF de variations temporelles de stock moyennées sur tout le domaine. c) Débits observés (noir) et simulés pour le cas de référence (rouge) sur 5 années. Extrait de (Hector, Cohard et al. 2016).

Pour ce qui concerne les tests de sensibilité proposés, ceux-ci montrent des fonctionnements assez différents en termes de chemin de l'eau. Le cas avec saprolite montre peu de variation de stocks au niveau du bas fond. Celui-ci reste rempli toute l'année, par alimentation latérale. Le cas sans lentille d'argile montre au contraire des variations de stocks très importantes au niveau du bas fond avec une production d'écoulements continus toute l'année (non montré). Enfin, l'augmentation des surfaces arborées entraîne des variations de stocks également plus importantes. Le bas-fond se vidange plus pendant la saison sèche. Cela est associé à un arrêt des écoulements plus précoce et à une baisse d'environ 20% des écoulements. Inversement, la suppression des arbres entraîne une augmentation d'environ 10% des écoulements. Cela suggère un contrôle des écoulements par l'évapotranspiration. Toutefois, depuis 1973 au Bénin, 2/3 des surfaces couvertes de végétation arborée ont été converties en surfaces agricoles. Cependant, l'augmentation concomitante des écoulements n'a pas encore été démontrée à plus grande échelle, ce qui reste une question centrale pour nos études en Afrique de l'Ouest.



**Fig. V-20:** LAI et SAI imposés pour les deux types de végétation considérés : arboré (trait plein), herbacé (pointillé). b-c) Evapotranspiration simulée moyenne (noir), observée par eddy-covariance (vert) et par scintillométrie (bleu) pour les herbacés (b) et pour les arbre (c). Les surfaces grisées montrent la variabilité spatiale pour chaque type de végétation. Extrait de (Hector, Cohard et al. 2016).

## VI. Perspectives et projet

Les parties précédentes ont présenté les difficultés associées à l'étude des milieux complexes, hétérogènes tant du point de vue théorique (pour ce qui concerne la couche limite atmosphérique), que du point de vue métrologique et numérique. En particulier la partie II, à partir des équations de conservation, a identifié les processus et les termes associés à ces difficultés, susceptibles de mettre en défaut les modèles théoriques largement utilisés, telle que la théorie des similitudes de Monin & Obukov. Elle a aussi montré que de récents développements théoriques (Katul, Konings et al. 2011; Katul, Li et al. 2013) étaient susceptibles d'apporter des critères d'évaluation de l'applicabilité de la théorie des similitudes. La mesure de flux par scintillométrie étant basée sur la théorie des similitudes, j'aurai à cœur dans l'avenir d'analyser les données à la lumière de ces nouveaux développements.

La chapitre III a présenté les différents outils et méthodes que l'on peut mettre en œuvre pour mesurer l'évapotranspiration. En particulier on a montré que la scintillométrie Infra-Rouge était un outil susceptible de mesurer des flux d'évapotranspiration sur couverts complexes. Toutefois, la mise en œuvre de cette méthode nécessite des observations de rayonnement net et de flux dans le sol à l'échelle de l'empreinte du scintillomètre. A cette échelle, les produits satellites ne sont pas encore suffisamment fiables, que ce soit pour le bilan radiatif (Ramier, Guichard et al. 2009) ou pour le flux dans le sol (Tanguy, Baille et al. 2012). D'autre part, la caractérisation de la variabilité spatiale de ces échanges par des mesures au sol nécessite d'instrumenter plusieurs sites dans l'environnement proche du scintillomètre. Cela rend la méthode lourde à mettre en œuvre et produit une grande quantité de données qui complexifie l'analyse. En conséquence, dans la suite de mon projet, je m'attacherai à utiliser la scintillométrie dans d'autres longueurs d'ondes afin d'obtenir une estimation de l'évapotranspiration par les méthodes bi-chromatiques. La première concerne l'utilisation d'ondes radio, reconnues depuis les années 90 (Andreas 1989) comme étant susceptibles de convenir pour la mesure du paramètre de structure pour la teneur en eau ( $C_q^2$ ). L'avènement de l'électronique micro-onde permet d'explorer aujourd'hui l'utilisation de fréquence dans la gamme 50 – 200 GHz qui présente de nouveaux avantages pour la mesure de  $C_q^2$  et le déploiement de tels instruments sur le terrain. Un premier prototype micro-onde est d'ores et déjà en phase de test sur le bassin de l'Orgeval (GIS ORACLE<sup>15</sup>). Nous souhaitons en parallèle explorer la possibilité d'utiliser d'autres longueurs d'ondes qui ne nécessitent pas d'électronique spécifique. En particulier, les développements récents des technologies pour la thermographie Infra-Rouge a permis la conception de nouveaux matériaux, de processus de fabrication et de composants optiques dédiés à cette gamme de longueurs d'ondes. Ces nouveaux produits permettent ainsi d'envisager la conception d'instrument dans l'infra-rouge thermique (entre 3 et 12 $\mu$ m), longueurs d'ondes identifiées comme étant sensibles aux fluctuations d'humidités (Hill, Clifford et al. 1980; Andreas 1989).

---

<sup>15</sup> <http://gisoracle.irstea.fr/>

Le chapitre IV s'est intéressé à la quantification de la variabilité spatiale de l'évapotranspiration et plus généralement des flux de surface. Cette quantification nécessite en général l'installation de plusieurs tours d'eddy-covariance (1 par type de couvert). D'autre part, la scintillométrie permet d'obtenir des observations intégrées du flux de chaleur sensible mais pas sa variabilité spatiale ni sa distribution. Cela peut rendre l'interprétation de ces observations difficile (sous partie IV-3). Pour pallier ce manque, Nous avons initié récemment une collaboration avec l'ONERA qui développe des analyseurs de front d'onde pour profiler le  $C_n^2$  pour les besoins de l'optique adaptative. Ces méthodes permettront à terme de mesurer la distribution spatiale des échanges sol atmosphère. Un nouvel instrument développé à l'ONERA, le SCINDAR, est également en cours d'évaluation. Les développements de ces outils s'appuient sur mon expertise en instrumentation et constituent le premier volet de mes perspectives. Elles sont présentées dans la partie VI-1.

La variabilité spatiale et temporelle de l'évapotranspiration est étroitement liée au fonctionnement de la Zone Critique. En particulier, elle est induite par la distribution de l'eau dans le sol et par les conditions et les circulations atmosphériques au-dessus de la surface. La partie V a présenté l'utilisation des outils de simulation numérique pour étudier cette variabilité spatiale et temporelle. On a illustré pour une topographie donnée, que la variabilité spatiale des échanges sol atmosphère était dépendante de l'écoulement atmosphérique qui se développe au-dessus de la surface. On a d'autre part montré que les processus souterrains pouvaient entraîner une distribution spatiale de l'évapotranspiration. Ces résultats vont dans le sens d'une étude récente publiée dans Science (Maxwell and Condon 2016). Les développements investis avec le modèle Parflow/CLM seront poursuivis à la fois dans le cadre de mes recherches pour étudier l'impact des transferts latéraux sur la distribution spatiale de l'évapotranspiration. Parflow/CLM est également couplé au modèle atmosphérique WRF<sup>16</sup>. Cet ensemble permettra à terme d'étudier les couplages entre circulation atmosphérique, développement de la couche limite atmosphérique et distribution de l'eau dans le sol. Il constitue un modèle candidat pertinent pour étudier la variabilité spatiale et temporelle de l'évapotranspiration, de son impact sur l'hydrologie continentale, sur les ressources en eau et sur les rétroactions vers l'atmosphère. D'autre part, dans le cadre de l'équipe PHyREV<sup>17</sup> que j'anime, ce modèle est inscrit comme un outil central pour répondre à nos questions scientifiques concernant les interactions de processus au sein de la Zone Critique et l'étude des lois de changement d'échelle. Il est également central pour agréger nos forces interdisciplinaires au sein de l'équipe et est au cœur de nos priorités en termes de recrutement. Les perspectives envisagées pour mes recherches avec ce modèle sont décrites dans la partie VI-2.

Enfin les enjeux sociétaux annoncés en introduction concernent l'échelle régionale. Bien que la majorité de mes activités de recherche, présentées dans ce manuscrit, sont plutôt des études de processus, le dernier volet de mon projet sera de porter le fruit de ces développements à l'échelle des enjeux. Cela concerne à la fois l'observation et la modélisation. Ces perspectives sont envisagées en collaboration. Pour ce qui concerne la modélisation, nous envisageons dans l'équipe de mettre en œuvre une modélisation à base physique de type Parflow/CLM à haute résolution (km<sup>2</sup>) à l'échelle de l'Afrique de l'Ouest. Il s'agit d'un projet d'équipe, co-porté avec Thierry Pellarin, qui s'appuiera en particulier sur la disponibilité de données de télédétection spatialisées à l'échelle de l'Afrique de l'Ouest. Dans ce cadre, je souhaite également participer au développement de produit de télédétection pour quantifier les différents termes du bilan d'énergie et en particulier l'évapotranspiration. Quelques initiatives sont d'ores et déjà engagées et envisagées et sont présentées dans la partie VI-3.

---

<sup>16</sup> The Weather Research & Forecasting Model (<http://www.wrf-model.org/index.php>)

<sup>17</sup> Processus Hydrologique et Ressources en Eau Vulnérable

## VI-1. Mesure de l'évapotranspiration et de sa variabilité spatiale par scintillométrie.

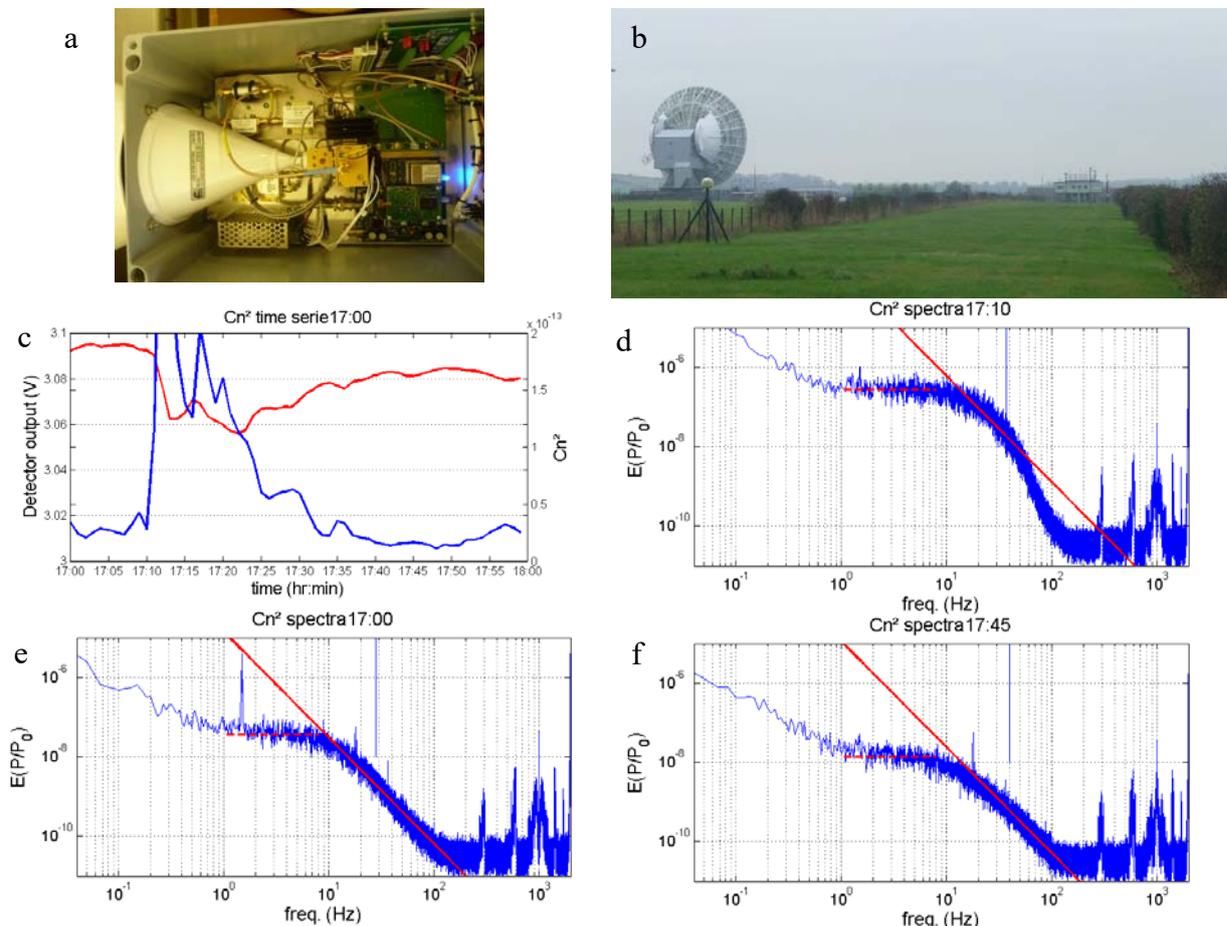
### *VI-1.1. Développement et évaluation de la scintillométrie micro-onde*

Le principe de la scintillométrie Micro-onde (MW) consiste à déconvoluer les valeurs de  $C_T^2$ ,  $C_q^2$ ,  $C_{Tq}$  à partir de mesures de  $C_n^2$  obtenues dans différentes longueurs d'onde. Les coefficients  $A_T$  et  $A_q$  de l'Eq (3.29) étant dépendant de la longueur d'onde, deux mesures de  $C_n^2$  sont suffisantes. Andreas (Andreas 1988; Andreas 1989; Andreas 1990) a montré que la meilleure combinaison de fréquences consistaient en l'utilisation d'un scintillomètre optique et d'un scintillomètre MW. La méthode bi-chromatique utilise alors les variances  $\sigma_{\chi O}^2$ ,  $\sigma_{\chi MW}^2$  et covariances  $\sigma_{\chi O \chi MW}^2$  pour calculer les valeurs de  $C_{nO}^2$ ,  $C_{nMW}^2$  et  $C_{nOnMW}$  à partir des équations (3.22) et (3.27).  $C_T^2$ ,  $C_q^2$ ,  $C_{Tq}$  sont alors déduits des équations (3.29). A titre d'exemple, les valeurs des coefficients  $A_T$  et  $A_q$  nécessaires au calcul pour un scintillomètre à 94GHz sont reportés dans la table A3.1.

La scintillométrie MW a fait l'objet de travaux moins nombreux qu'en optique. Développés à partir des années 80 (McMillan, Bohlander et al. 1983; McMillan, Bohlander et al. 1997), puis (Hill, Bohlander et al. 1988) ont comparé des mesures des paramètres de structure effectuées par scintillométrie et par des méthodes classiques de micro-météorologie. Les premiers essais pour calculer l'évapotranspiration par scintillométrie MW sont décrits par (Kohsiek and Herben 1983) puis par (Andreas 1989; Andreas 1990). De par la spécificité de l'électronique micro-onde, ces travaux n'ont été repris que récemment. Plusieurs expériences ont été menées en collaboration par le Metair Group et l'INRA en s'appuyant sur l'instrument MW construit par le Horticultural Research Institute (Nouvelle-Zélande) et l'Université de Wageningen. La scintillométrie optique LAS et MW ont été combinées sur plusieurs surfaces : pâturage (Green, Astill et al. 2001), vignoble en fond de vallée (Green, Green et al. 2000), et zone hétérogène de polders (Meijninger, Green et al. 2002). Malgré la mise en évidence dans certaines conditions de problèmes liés en particulier à l'advection et à l'absorption du signal, des résultats encourageants ont été obtenus dans les deux premiers cas. (Green, Astill et al. 2001) mentionnent un accord avec les mesures de référence par corrélations turbulentes de 12% sur le flux LE avec une erreur rms de 90  $Wm^{-2}$  sur la gamme 0-450  $Wm^{-2}$  (à comparer cependant à 4% et 45  $Wm^{-2}$  sur la gamme 0-300  $Wm^{-2}$  pour le flux H obtenu par scintillométrie optique). En France, l'INRA s'est intéressé au domaine des micro-ondes à la suite des acquis obtenus avec les techniques optiques. L'INRA, avec le concours du CESBIO, a pu acquérir le prototype de scintillomètre construit à Eindhoven (à 27 GHz) et a engagé avec l'appui de l'ONERA des campagnes de validation sur surface homogène (jeune peuplement de pin maritime dans les Landes). Ces travaux se heurtent à de nombreuses difficultés: fiabilités d'un appareil ancien; choix de la fréquence et des antennes qui entraîne des réflexions sur le sol, impact de la température sur la stabilité de la fréquence; etc. (Irvine, Lagouarde et al. 2010).

L'avènement de l'électronique micro-onde, grâce à la mise en place de réseaux de télécommunications, a permis récemment le développement de nouveaux instruments à des fréquences plus élevées, pour corriger les défaut du prototype à 27GHz. Le Centre d'Ecologie et Hydrologie (Wallingford, Royaume Uni) en collaboration avec le Met-air quality group de l'Université de Wageningen a conçu un scintillomètre à 94 GHz. Il a été construit par le Rutherford Appleton Laboratory (RAL) (RU). Ce prototype a été testé dans le cadre de la thèse

de Helen Ward (Ward 2013) avec des résultats très prometteurs (Ward, Evans et al. 2015; Ward, Evans et al. 2015). Le Met-air quality group a d'autre part fait développer un scintillomètre MW à 160GHz par la société RPG<sup>co18</sup> qui le commercialise depuis fin 2014. Cette bande de fréquences (50-160GHz) est bien adaptée pour des observations dans l'atmosphère, car l'atténuation y est faible. D'autre part le  $C_n^2$  est aussi sensible aux fluctuations d'humidité qu'aux fluctuations de température. Ainsi, des mesures simultanées du  $C_n^2$  avec un scintillomètre optique et un scintillomètre micro-onde permettent d'obtenir une mesure de  $C_T^2$  et de  $C_q^2$ , et ainsi d'estimer les flux sensibles et latents. Enfin, ces fréquences permettent d'obtenir une bonne directivité des émetteurs et récepteurs pour des antennes de diamètre raisonnable (<50cm). En conséquence, cela permet d'installer les appareils à des hauteurs raisonnables sans risquer des réflexions sur le sol (10m pour un chemin optique  $L \sim 1$  km, 20m pour  $L \sim 5$ km).

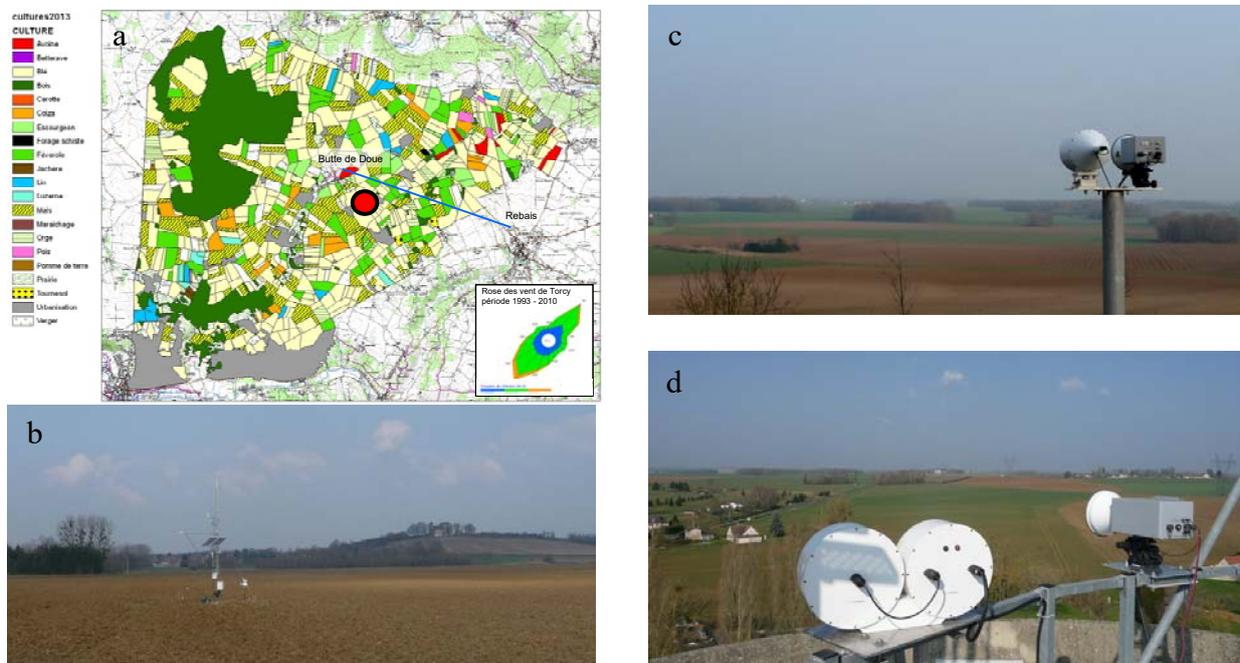


**Figure VI-1:** a) Récepteur du scintillomètre Micro-Onde. b) Site expérimental du RAL à Chibolton. c) série temporelle sur 1h00 du  $C_n^2$  (bleu) et de la puissance reçue (rouge). d-f) spectre de scintillation sur 5 minutes à 17h00, 17h10 et 17h45. Le trait continu rouge indique une pente en  $-8/3$  conforme à la théorie (Tatarskii 1961). Le pointillé rouge indique le plateau de scintillation.

Dans le cadre de l'EQUIPEX CRITEX, porté par J. Gaillardet (IPG Paris) un nouveau prototype de scintillomètre à 94GHz a été construit par le RAL (RU). Il reprend les caractéristiques principales de l'instrument de Jonathan Evans du CEH avec qui nous avons échangé pour bénéficier de son expérience. L'expertise a été importée au Service Technique du LTHE (B. Mercier, IE CNRS) de manière à pouvoir assurer la maintenance de l'instrument. Cet instrument a été livré début 2015. Le contrôle de la fréquence d'émission et de la fréquence centrale du gabarit des filtres fréquentiels à la réception, est assuré par un asservissement qui

<sup>18</sup> <http://www.radiometer-physics.de/>

utilise la référence temporelle des horloges atomiques du réseau de satellite GPS. Cela permet d'assurer la stabilité de la fréquence de travail quelque soient les conditions environnementales. Le signal reçu est mélangé à un signal légèrement décalé en fréquence permettant de ramener par différence la fréquence d'analyse à 18MHz, pour laquelle l'électronique de la détection et des filtres deviennent plus standard. La figure VI.1 présente l'instrument lors de ces premiers tests à Chibolton (RU) sur le site expérimental du RAL. Quelques illustrations de ses tests montrent le comportement et la sensibilité de l'instrument. Le temps anglais étant ce qu'il est, ces premiers tests ont été réalisés avec beaucoup de nébulosité. Globalement on voit toujours apparaître une augmentation de  $E(P/P_0)$  aux basses fréquences, signature de l'absorption (Fig VI.1d-f). D'autre part, entre 17h10 et 17h30, la bruine atténue fortement le signal (Fig. VI.1-c). Les observations (Fig. VI.1-d) ne suivent alors plus la loi en  $-8/3$  attendue (trait continu rouge). L'identification du plateau de réfraction permet de calculer le  $C_n^2$ . La différence de niveau entre les Fig. VI.1-e et VI.1-f montrent la sensibilité de l'instrument à une variation relativement faible du  $C_n^2$  (Fig. VI.1-c). Enfin, au-delà de 200Hz on observe du bruit et des pics pour certaines fréquences dont on a identifié qu'il provenait du système d'acquisition. Ils seront filtrés lors du prétraitement des données.

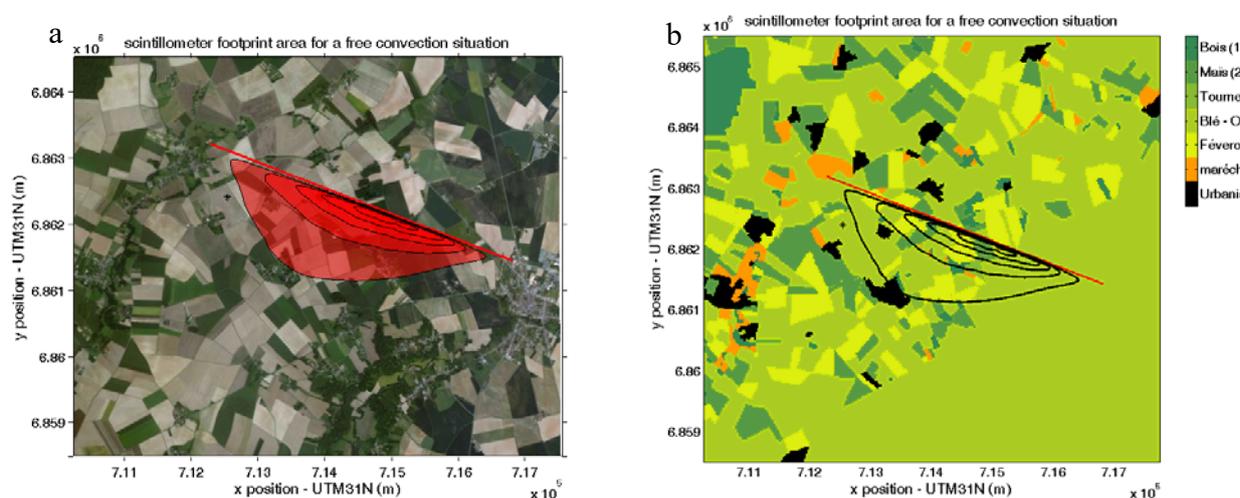


**Figure VI-2:** a) Occupation du sol du bassin de l'Orgeval en 2013. La ligne bleue représente le trajet optique du dispositif scintillométrique (c-d). Le point rouge est la localisation de la station de flux (b). Sur la droite de la photo (b) on aperçoit la butte de Doue sur laquelle les récepteurs des deux scintillomètres sont installés (c). Les émetteurs (d) sont placés sur un château d'eau à 4.5km de distance des récepteurs.

A la suite de ces premiers tests un système d'acquisition a été repensé pour assurer un fonctionnement en continu avec réglage de gain automatique afin de toujours assurer une bonne sensibilité de l'instrument sans saturer le détecteur. Ces développements ont été réalisés par Héléne Barral, Ingénieur de recherche en CDD obtenu sur le programme CRITEX. H. Barral réalise également les procédures de qualification bas niveau des données et les procédures d'analyse permettant de calculer les flux. L'instrument est aujourd'hui en cours d'évaluation sur le bassin de l'Orgeval (Fig. VI.2). Placé en parallèle avec un scintillomètre Infra-Rouge, les deux appareils permettront d'en déduire les paramètres de structure  $C_T^2$ ,  $C_q^2$ ,  $C_{Tq}$  puis d'évaluer les flux de chaleur latente et sensible. Ce bassin versant a été choisi, dans le cadre de l'ANR CRITEX pour réaliser un suivi simultané de tous les compartiments de la Zone Critique à « haute

fréquence », c'est-à-dire infra-journalier. Ainsi le dispositif expérimental du GIS ORACLE a été complété et permet de suivre les fluctuations de nappe dans les différents aquifères, de suivre les écoulements et leur géochimie au pas de temps horaire, de suivre spécifiquement les échanges nappe rivière, etc ... et bien sûr de suivre le bilan d'énergie complet sur une parcelle agricole représentative du couvert majoritaire sur le bassin. Ce dispositif permettra à la fois d'évaluer la pertinence des flux d'évapotranspiration estimés par scintillométrie, par comparaison avec des mesures directes obtenues par eddy-covariance. Des stations de flux d'eddy-covariances supplémentaires pourront occasionnellement être installées sur d'autre couvert pour mieux contraindre les mesures de référence à l'échelle de l'empreinte du scintillomètre (Fig. VI.3). D'autre part, les observations à l'échelle du paysage pourront être confrontées aux autres termes du bilan hydrologique.

Ces approches multidisciplinaires à l'échelle du bassin versant pour l'étude de la Zone Critique sont celles que je promeus au sein de l'équipe PHYREV que j'anime. Elle permette une vision intégrée et apporte des éléments de compréhension qu'on ne peut que supposer lorsqu'on n'observe qu'un seul compartiment ou qu'un seul flux. Je continuerai donc à m'investir dans ce type de démarche, en particulier dans la dynamique impulsée par la mise en place du SOERE RBV<sup>19</sup> porté par Jérôme Gaillardet. Pour le cas du bassin de l'Orgeval, je soutiens avec enthousiasme les initiatives de projet ANR. Après l'échec de 2 demandes en 2014 et 2015, un nouveau projet sera proposé. Il est centré sur l'hydrologie du bassin de la Seine et sa modélisation couplée comprenant un module hydrogéologique, un module rivière et un module SVAT. Le bassin de l'Orgeval constituera un super site pour l'évaluation du modèle en termes d'échanges surface/atmosphère et d'échanges nappe/rivière. Les observations que je réalise seront particulièrement utiles pour évaluer le modèle sur un bassin élémentaire.



**Figure VI-3:** a) Empreinte du scintillomètre Micro-Onde sur le bassin de l'Orgeval pour des conditions de vent de sud-ouest. Pour l'occupation du sol 2013, l'empreinte comprenait 53% de blé, 24% de féverole et 12% de maïs, 9% de forêt et 2% de surface urbanisée.

Au-delà de la phase d'évaluation, la scintillométrie micro-onde pourra être déployée pour répondre à des questions spécifiques. Ce type d'instrument pourra être installé sur d'autres bassins du réseau RBV pour poursuivre la dynamique du programme CRITEX pour l'étude de la Zone Critique. En particulier il pourra être installé sur le bassin de l'Ara au Bénin (observatoire AMMA-CATCH) où une station de flux est déjà installée et où l'infrastructure pour la scintillométrie est également déjà en place. Le cycle annuel des flux turbulents sur ce site est déjà connu, avec en particulier une saison pendant laquelle l'évapotranspiration est égale à l'évapotranspiration de référence. D'autre part, si les premières estimations de

<sup>19</sup> <http://portailrbv.sedoo.fr/>

l'évapotranspiration réalisées à l'échelle du km<sup>2</sup> par la méthode du Bilan d'énergie, nous ont amené à faire l'hypothèse que le bassin était vidangé à plus de 80% par l'évapotranspiration, cela reste à confirmer par des mesures plus directes. L'occupation du sol morcelé et les lieux de petite taille favorables à l'évapotranspiration (bas fond, ripisylve) imposent des moyens de mesure intégrés. La scintillométrie micro-onde est ainsi un outil adapté à ce type de paysage. Enfin, des simulations hydrologiques du bassin versant sont en cours de réalisation avec le modèle Parflow/CLM (voir partie VI.2). Les observations scintillométriques permettront de mieux contraindre le modèle.

De manière plus générale, la scintillométrie micro-onde est susceptible d'apporter des réponses pour l'étude des couverts complexes ou peu pratiques pour l'installation de mats instrumentés. En particulier l'étude des surfaces urbaines, mélange de surfaces imperméabilisées et de surface végétalisées, souvent très intriquées, reste difficile sans outils adaptés capables d'intégrer l'ensemble des caractéristiques du couvert. En particulier, deux termes du bilan d'énergie restent peu accessibles avec les outils classiques: Le flux dans le sol et l'évapotranspiration. Là encore la scintillométrie micro-onde permettrait d'obtenir une mesure à l'échelle du paysage. Ces observations permettraient par exemple de mesurer le terme de stockage dans la canopée urbaine et la part anthropique dans le bilan d'énergie d'une surface urbaine. D'autre part l'impact de l'aménagement « durable » dans les villes sur le bilan d'énergie de la surface reste très difficile à évaluer. La scintillométrie micro-onde pourra être utilisée pour évaluer cet impact à l'échelle du quartier. Mes collaborations avec l'IFSTAAR<sup>20</sup> et le CEREMA<sup>21</sup> sont encore actives et pourraient déboucher sur l'organisation de nouvelles campagnes de mesure au-dessus de la ville.

Enfin, les surfaces d'eau ne permettent pas des mesures avec des mats instrumentés. La scintillométrie offre quant à elle la possibilité de réaliser des estimations à partir des berges. Il est d'ores et déjà envisagé au Canada, des dispositifs scintillométriques pour mesurer les pertes en eau des réservoirs des grands barrages. Nous envisageons avec Adrien Guyot (ancien doctorant) des dispositifs similaires pour les barrages en Australie ou les problématiques d'évaporation et de ressources en eau sont encore plus importantes.

Dans un autre contexte climatique, Le bilan d'énergie lors de la fonte de la banquise reste à ce jour très difficile à évaluer de par le manque de surface pour l'installation de mats pendant la phase de fonte, et de par la surface rendue très hétérogène lors du démantèlement de la banquise. Ces processus de fonte et démantèlement restent très difficiles à prévoir alors qu'ils jouent un rôle important dans la dynamique de l'océan et du climat. Un projet de recherche permettant la mesure des flux au-dessus de la banquise a déjà été envisagé (AO L'Oréal, porteur H. Barral), mais non financé à ce jour. Le projet consiste à déployer un dispositif scintillométrique en Terre Adélie, entre l'île des Pétrils et l'île du Gouverneur au voisinage de la station française de Dumont d'Urville. Ce dispositif permettrait d'estimer les échanges de chaleur sensible et latente d'une banquise lors de sa fonte.

Le développement de cette technique est donc très prometteur pour l'étude des surfaces complexes. Il constitue le premier axe de mon projet de recherche et sera déployé prioritairement pour l'étude de la zone critique sur des sites où l'évaluation des flux de surface ne peut être obtenue par les méthodes classique de l'eddy-covariance.

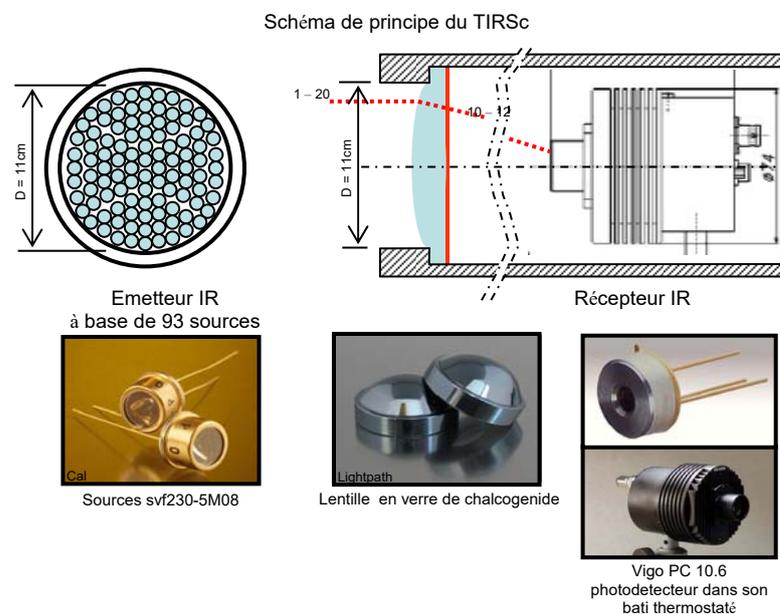
---

<sup>20</sup> IFSTTAR : Institut français des sciences et technologies des transports, de l'aménagement et des réseaux

<sup>21</sup> Le Cerema : Centre d'études et d'expertise sur les risques, l'environnement, la mobilité et l'aménagement

## VI-1.2. La scintillométrie dans le domaine de l'Infra-Rouge Thermique :

La scintillométrie micro-onde a été identifiée comme l'un des meilleurs compromis pour estimer  $Cq^2$  et le flux de chaleur latente en l'utilisant en parallèle avec un scintillomètre infrarouge (Andreas 1989). Toutefois, chacun de ces deux scintillomètres ne fonctionne pas dans le même régime. Le scintillomètre micro-onde, de part ces spécifications géométriques, fonctionne dans un régime de source ponctuelle alors que le LAS fonctionne dans un régime de source étendue (Grande ouverture). La différence principale est illustrée par la Fig. III.7 qui montre les différences entre les fonctions poids pour chaque instrument. Ce grand écart entre longueur d'onde entraîne donc des différences entre les empreintes et pose une petite incohérence dans la méthode bi-chromatique pour l'estimation de  $C_T^2$ ,  $C_q^2$ ,  $C_{Tq}$  (Evans and De Bruin 2011). D'autre part l'électronique MW nécessite une expertise spécifique qui impose des délais et des coûts importants en cas de panne d'un composant. Afin de développer une technologie facile à mettre en œuvre et à maintenir sur le terrain, je souhaite également explorer les nouvelles possibilités offertes par la scintillométrie en Infra-Rouge Thermique (IRT). La gamme 3 – 12  $\mu\text{m}$  offre plusieurs possibilités. En effet, entre 10 et 12 $\mu\text{m}$  de longueur d'onde, les contributions des fluctuations d'humidité au  $C_n^2$  sont environ 5 fois plus importantes qu'en optique (Hill, Clifford et al. 1980). Ainsi, pour ces longueurs d'ondes, la contribution de  $C_q^2$  au  $C_n^2$  pourrait être suffisamment significative pour être estimée à partir de la combinaison de mesures dans les domaines des IRT en complément de l'optique. D'autre part, à ces fréquences, l'atmosphère est encore transparente, avec des transmittances entre 0.7 et 0.8, ce qui permet des trajets optiques de plusieurs centaines de mètres. Des bandes de longueurs plus étroites existent également dans le proche infra-rouge et dans l'infra-rouge moyen (Solignac 2010). Une révision de ces différentes possibilités sera effectuée au printemps 2017 dans le cadre d'un stage de M2R réalisé au DOTA<sup>22</sup> (ONERA Chatillon) avec qui je collabore.



**Figure VI-4:** schéma de principe et composants principaux d'un scintillomètre grande ouverture IRT à 11.1mm. Sur le principe du BLS900 de chez Scintec, l'émetteur est constitué de 93 diodes SVF230. Le récepteur collimate l'énergie reçue au travers d'un dioptré en verre de chalcogénide vers un photo-détecteur thermostaté. Tous les composants identifiés sont disponibles chez les distributeurs de composants IR.

<sup>22</sup> ONERA - DOTA - Département Optique théorique et appliquée

Ce projet prospectif est en lien avec le développement du SCINDAR (voir sous partie VI.1.3) dont la fréquence de travail est de  $4\mu\text{m}$ . D'autre part, l'engouement pour l'IR Thermique ces dernières années a permis le développement de nouveaux composants (sources IR, détecteur) et de nouveaux matériaux et procédés pour la fabrication de dioptre IR. La disponibilité de ces éléments sur le marché autorise la faisabilité d'instrument dans cette gamme de longueur d'onde par simple assemblage de composant standard (Fig. VI.4). Un cahier des charges précis sera réalisé au cours des prochains mois et suscitera un projet spécifique pour la réalisation d'un premier prototype. Les développements d'un tel instrument pourraient être supportés par l'IGE car il concerne essentiellement de l'assemblage d'éléments disponibles chez les distributeurs de composants IRT. D'autre part de l'expertise ingénieur existe au sein de l'IGE pour une telle instrumentation.

### *VI-1.3. Mesure de la variabilité spatiale des flux de surface :*

Si les sciences de l'environnement ont exploité les effets de la scintillation pour mesurer des caractéristiques turbulentes de l'atmosphère, et in fine des flux, elles n'ont fait que s'appuyer sur des travaux antérieurs d'autres communautés pour lesquelles les phénomènes de scintillation étaient vus comme une perturbation et une source d'erreur. En particulier la formalisation de la propagation dans les milieux turbulents (Tatarskii 1971) a permis de grandes avancées dans le domaine de l'observation de l'espace grâce à la mise au point de nouveaux télescopes avec optique adaptative, ou dans le domaine du guidage par laser. Dans ces disciplines, les effets de scintillation ont été largement étudiés pour leurs effets néfastes. Ils ont suscité des développements instrumentaux originaux.

Pour l'astronomie, l'atmosphère, en particulier les basses couches, perturbe la propagation des ondes, en particulier dans le visible. Ainsi, la mesure du  $C_n^2$  et de sa distribution verticale est en plein essor pour le dimensionnement des futurs systèmes d'optique adaptative multi-conjuguée. Ces dernières années, plusieurs techniques de mesure optique du profil de turbulence ont été développées, basées sur l'analyse de la surface du front de l'onde électromagnétique. Ainsi, la technique SLODAR (Slope Detection and Ranging) (Wilson 2002; Wilson, Butterley et al. 2009) repose sur l'exploitation de corrélations de fluctuations de pentes de front d'onde. Par opposition, la technique G-SCIDAR généralisée (Generalized Scintillation Detection and Ranging) (Avila, Vernin et al. 1997; Fuchs, Tallon et al. 1998; Klueckers, Woolder et al. 1998) est basée sur l'exploitation des corrélations de la scintillation mesurée dans la pupille du télescope. Ces deux techniques nécessitent l'usage de sources séparées angulairement (étoile double). D'autres comme le MASS (Multiple Aperture Scintillation Sensor) (Kornilov, Tokovinin et al. 2003; Tokovinin, Kornilov et al. 2003; Tokovinin, Vernin et al. 2005) ou le S-SCIDAR (Single Star SCIDAR) (Coburn, Garnier et al. 2005; Garnier, Coburn et al. 2005), reposent sur une analyse de la structure de la scintillation dans le plan de la pupille du télescope, mais n'utilisent qu'une seule source (étoile simple). La résolution de ces systèmes pour la restitution du profil vertical de  $C_n^2$  est de l'ordre du km à quelques km sauf exception.

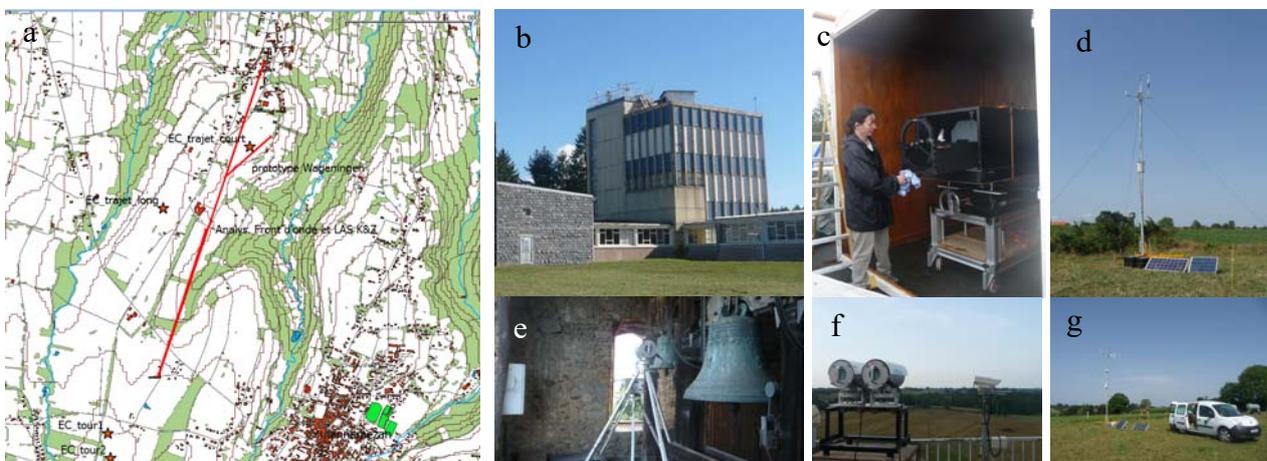
En France, l'ONERA a aussi développé des expérimentations et des outils permettant de caractériser le paramètre de structure de l'indice de réfraction  $C_n^2$  pour différentes longueurs d'onde, de l'optique aux micro-ondes. En particulier, après avoir contribué au développement de l'optique adaptative, l'Unité HRA de l'ONERA - DOTA a investi le domaine de l'infrarouge, domaine pour lequel les applications liées à la thermographie suscitent un intérêt croissant. Il est à noter que les problèmes de saturation de la scintillation sont moins critiques lorsque la longueur d'onde augmente. Ainsi les profileurs de  $C_n^2$  dans ces longueurs d'onde peuvent être utilisés près de la surface, où le  $C_n^2$  est le plus fort, et donc avoir des applications avec une ligne

de visé horizontale. Ainsi, avec ces longueurs d'ondes, il est envisageable d'utiliser les technologies développées pour l'optique adaptative pour la mesure distribuée du  $C_n^2$ , et donc la mesure distribuée des flux de surface. Dans le cadre de mon projet de recherche nous avons, avec l'INRA, initié une collaboration avec l'unité HRA de l'ONERA pour développer un nouvel instrument scintillométrique permettant de mesurer les flux de chaleur sensible distribués. Deux projets pour lesquels j'ai été le porteur (AMOSc – INSU-LEFE 2012-2013 ; ASCOETscs - DEFI instrumentation aux limites 2014-2015) ont permis de réaliser les premières expériences et de poser les bases d'un prototype pour la mesure des flux de surface: le SCINDAR (Fig. VI.5a-b).



**Figure VI-5:** a-b) prototype du SCINDAR après la restructuration de l'Analyseur de Surface d'Onde disponible à l'ONERA. c) matrice d'images de deux sources observées par le SCINDAR.

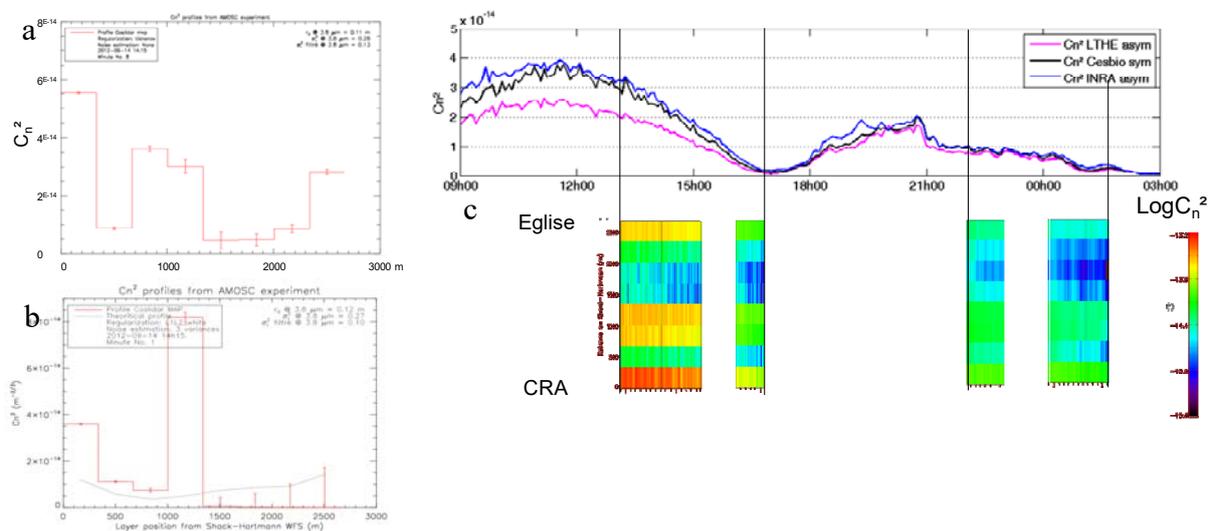
Ce nouveau scintillomètre dans l'IR moyen, est basé sur la technique CO-SLIDAR utilisées pour l'optique adaptative et l'imagerie en astrophysique. Celle-ci consiste en la reconstruction du front d'onde turbulent d'une scène observée comprenant 2 sources lumineuses proches. Le signal électromagnétique en provenance des sources est collimaté sur un réseau de microlentilles qui produisent simultanément des images de la scène observée, déformée par la turbulence Fig. VI.5c). Les covariances des indices de scintillation et des angles d'arrivée du signal reçu sont ensuite calculées à partir des images. Cet ensemble d'information permet enfin de déduire la distribution de  $C_n^2$  le long du trajet optique entre la scène et le récepteur. Cette technique a d'abord été développée avec des longueurs d'onde optiques et utilisée avec succès pour mesurer le profil vertical de l'atmosphère  $C_n^2$  (Voyez, Robert et al. 2014). Cependant, les effets de saturation de la scintillation empêchent d'utiliser la gamme optique pour les trajets horizontaux dans la basse atmosphère. Les développements de cette technologie dans l'IR moyen (Robert, Michau et al. 2012) permettent de contourner cette limitation.



**Figure VI-6:** a) dispositif instrumental lors de la campagne AMOSc en septembre-octobre 2012 au CRA à Lannemezan (b). Les lignes rouges figurent les chemins optiques de l'analyseur de front d'onde (c) et des scintillomètres (e-f). Les étoiles rouges situent les mesures d'eddy covariance (d, g) réalisées sur le site. Le CRA est à l'extrémité sud du trajet scintillométrique long.

Dans le cadre du projet AMOSc, le prototype d'un analyseur de surface d'onde (ASO) Shack-Hatmann à  $4\mu\text{m}$  a été testé au cours d'une campagne de terrain en 2012 (Fig. VI.6) pour évaluer sa capacité à mesurer un profil de  $C_n^2$ . Cette expérience de faisabilité a démontré que l'ASO pouvait être utilisé pour mesurer la distribution de  $C_n^2$  le long d'un trajet optique de 2,6 km (Robert, Conan et al. 2015) proche du sol ( $\sim 20$  m) avec une résolution d'environ 300m. Les premières mesures ont pu être comparées à des mesures de  $C_n^2$  obtenues avec des scintillomètres classiques dans le proche IR (Fig. VI-7c). Ces observations sont concordantes en valeurs moyennes et les incertitudes liées à la procédure d'inversion ont été calculées et sont comprises entre 2% et 20 % en fonction de l'emplacement le long du trajet (Fig. VI.7a).

Toutefois les comparaisons ne sont pas satisfaisantes et la procédure de traitement des données de l'ASO a dû être modifiée pour prendre en compte la taille des sources halogènes. Les nouveaux traitements réalisés en juin 2016 ont permis de montrer que les indices de scintillation nécessaires pour restituer le profil près des sources n'étaient pas exploitables, rendant l'ASO « aveugle » sur une partie du trajet Fig. VI-7b).

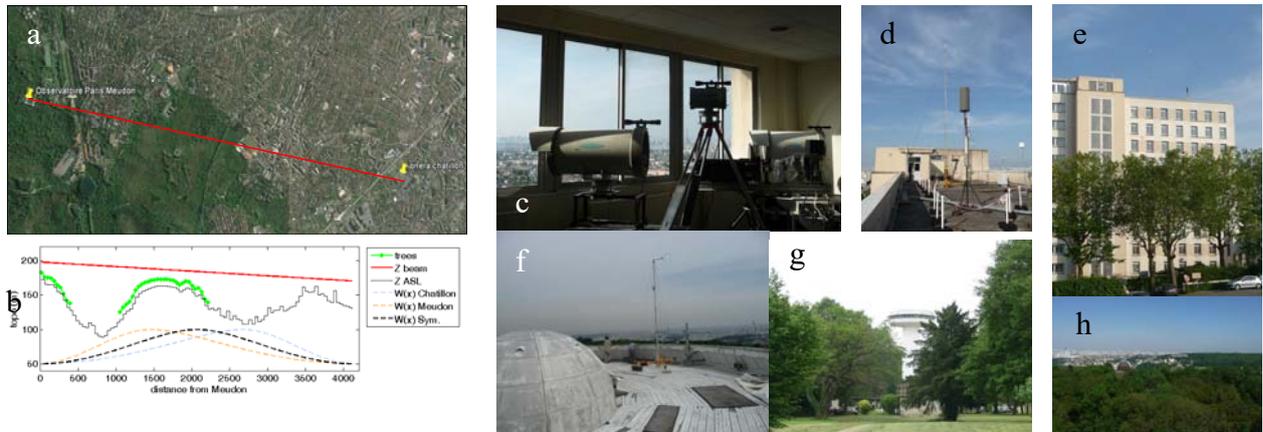


**Figure VI-7:** a) profil de  $C_n^2$  restitué par le SCINDAR entre le récepteur ( $x=0$  ; CRA) et les sources ( $x=2600\text{m}$  ; église) pour 1min de donnée. b) idem à a) avec prise en compte des sources étendues dans la procédure de restitution des profils c) Série temporelle de  $C_n^2$  mesuré par trois scintillomètre avec ouvertures asymétriques, et série temporelle des profil restitué par le SCINDAR.

Deux nouvelles expériences ont été réalisées pendant l'automne 2015 (octobre) et pendant l'été 2016 (juin – juillet) entre la tour de l'observatoire de Meudon et l'ONERA – Chatillon (Fig. VI-8a). Le trajet de 4.1km couvre une partie urbaine et une partie couverte de forêt. 2 tours d'eddy-covariance complètent le dispositif échantillonnant les deux types de surface Fig. VI-8e Le protocole expérimentale de la deuxième expérience a été conçu de manière à corriger les défauts identifiés pour la restitution du profil près des sources. En particulier, elle a consisté à tester des sources halogènes plus petites pour se rapprocher de l'hypothèse de source ponctuelles. D'autre part des tests ont été réalisés en réduisant la distance entre les sources halogènes. Ces deux modifications doivent permettre de rééquilibrer les poids respectifs des indices de scintillations et des indices de pente dans l'algorithme de restitution du profil de  $C_n^2$ .

Ces nouvelles données seront analysées dans le cadre de la thèse de Khan Lhynh Nguyen encadrée par Clélia Robert (DOTA-ONERA) et pour laquelle je participe au suivi de thèse (réunions mensuelles). Les résultats de ces projets permettront l'édition d'un cahier des charges pour la conception d'un instrument plus compact utilisable pour les sciences de l'environnement. Des contacts ont d'ores et déjà été pris avec SOFRADIR pour revisiter le détecteur que leurs ingénieurs avaient conçu pour le SCINDAR. Deux projets ANR ont déjà été déposés pour

poursuivre ces développements et évaluer la faisabilité d'un nouvel instrument avec SOFRADIR. Ces projets n'ont malheureusement pas été acceptés. Une prochaine tentative sera déposée à l'appel à projet ASTRID au printemps prochain.



**Figure VI-8:** a) dispositif instrumental lors de la campagne Meudon en octobre 2015 puis en juin-juillet 2016. b) profil altimétrique, couvert végétal et fonction poids des scintillomètres. c) Scintillomètres et SCINDAR. d-h) Tour d'eddy-covariance placées sur la tour de Solaire de l'observatoire de Meudon et sur le bâtiment de l'ONERA à Chatillon.

Lors de ces expériences, les mesures du SCINDAR sont réalisées en parallèle avec des scintillomètres IR configurés avec des ouvertures asymétriques. Ces configurations permettent de déporter la sensibilité spatiale des scintillomètres (Fig. III.8). Les trois scintillomètres utilisés lors de ces campagnes permettent ainsi de comparer les profils du SCINDAR à trois mesures de  $C_n^2$  représentatives de trois portions différentes de la ligne de visée. Si la scintillométrie avec ouverture asymétrique est connue depuis longtemps (Clifford and Yura 1974), C'est la première fois que celle-ci est mise en œuvre pour des observations dans l'environnement. Cette technique pourra être très utile pour, dans un premier temps, centrer l'observation scintillométrique sur la portion du trajet optique que l'on souhaite observer. Lorsque la preuve de concept sera réalisée, je souhaite me rapprocher de la société SCINTEC pour proposer des options supplémentaires à leurs instruments. L'émetteur des scintillomètres SCINTEC, est constitué de disques de 462 Leds pour le BLS900 et 912 Leds pour le BLS 2000, formant ainsi une matrice de sources lumineuses. Le choix du diamètre d'ouverture pourra simplement être commandés en choisissant, au niveau de la source, des cercles de Leds à allumer.

Ces développements instrumentaux offrent des perspectives nouvelles pour l'étude de la zone critique. Ces instruments, agrégateurs spatiales, seront d'une aide précieuse pour évaluer la capacité des modèles hydrologique et atmosphérique à prédire les échanges d'énergie et d'eau entre la surface et l'atmosphère, ou pour évaluer des produits pour ces variables obtenus par télédétection spatiale. Ces instruments seront particulièrement utiles pour les milieux complexes pour lesquels il n'existe aujourd'hui pas d'alternative.

## VI-2. Impact des transferts latéraux dans les sols sur la distribution spatiale de l'évapotranspiration

La distribution de l'évapotranspiration est fortement liée à la disponibilité de l'eau dans la proche surface et dans la zone racinaire. Ainsi, les écoulements de surface et de sub-surface qui redistribuent l'eau dans les versants et les bassins versant, impactent directement les régimes d'évapotranspiration. Afin de répondre aux questions scientifiques relatives aux interactions de

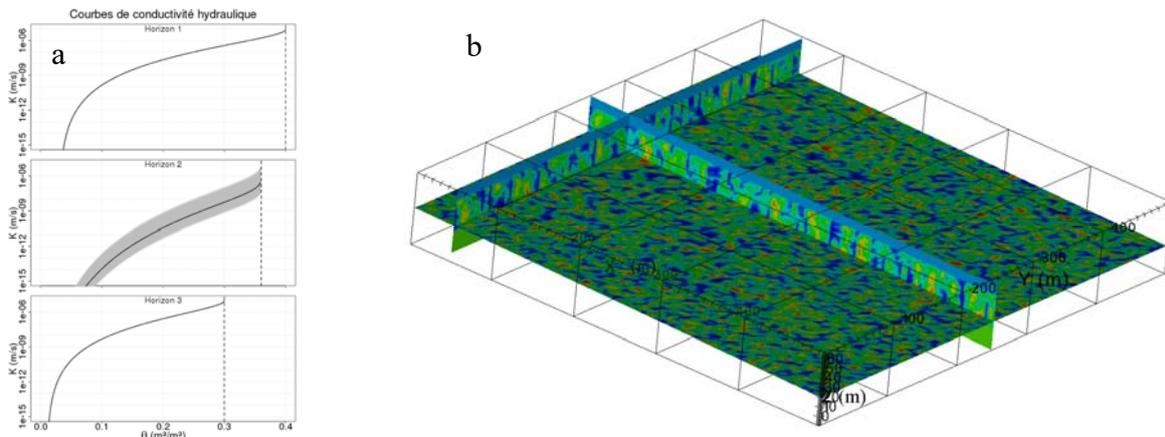
processus et aux interactions d'échelles dans la zone critique, je poursuivrai la mise en œuvre du modèle Parflow/CLM pour des études idéalisées et des cas d'étude spécifique pour lesquelles le lien entre transfert latéral et évapotranspiration est supposé. Dans le cadre de mon projet, ma démarche consiste d'abord à évaluer les capacités du modèle pour simuler de manière pertinente les processus hydrologiques observés. Ces études se feront dans différents contextes climatiques, à des échelles et des résolutions pour lesquelles les données sont disponibles pour contraindre le modèle. Il s'agira d'abord de finaliser les études en cours à l'échelle du pixel et de l'unité hydrologique élémentaire pour lesquelles nous disposons d'un jeu de données documentant les variations de volumes d'eau dans tous les compartiments et certains flux entre ces compartiments, en particulier le bilan d'énergie à la surface. Cette échelle permet de réaliser des études de sensibilité dont la première a été présentée au § V-3.3 et est en cours de publication (Hector, Cohard et al. 2016). Dans un deuxième temps, il s'agira de travailler à l'échelle du petit bassin versant (~10km<sup>2</sup>), en l'occurrence le bassin d'Ara (Bénin) pour lequel nous disposons de caractérisation géophysique distribuée et de données d'évaluation agrégées (Guyot, Cohard et al. 2009; Guyot, Cohard et al. 2012). D'autre part, cette taille de bassin versant permet encore des résolutions horizontales inférieures à 100m, permettant de représenter explicitement les transferts latéraux à l'échelle du versant. Afin d'étudier l'importance des variabilités sous-maille dans les simulation de plus grandes échelles (Maxwell, Condon et al. 2015) et de résolutions plus lâches, le même domaine sera simulé avec des gammes de résolutions variables (100m → 1km).

#### VI-2.1. Impacts de l'hétérogénéité des propriétés hydrodynamiques du sol sur l'évapotranspiration.

Les simulations réalisées dans le cadre de la thèse de Dorothée Robert consistaient à tester l'impact de l'hétérogénéité observée des propriétés hydrodynamiques sur la dynamique de l'évapotranspiration (§V-3.2). L'objectif était d'identifier les paramètres hydrodynamiques moyens à l'échelle de la parcelle, dans une perspective de dégradation de résolution pour les simulations de plus grande échelle. Les premiers résultats ont montré que ni les hétérogénéités des propriétés de rétention ni celle de la perméabilité n'affectaient le régime d'évapotranspiration des herbacés, car d'une part, celles-ci ont leurs systèmes racinaires majoritairement dans les cinquante premiers centimètres de sol, moins affectés par les hétérogénéités. D'autre part, les plus grandes différences en termes de teneur en eau dans le sol s'observent en fin de saison après la période de sénescence des herbacés et n'affecte donc pas la transpiration des herbacés. Je souhaite reprendre ces simulations avec une nouvelle configuration de type toposéquence permettant de s'affranchir de la condition à la limite inférieure, qui consistait à imposer un flux constant qui n'était pas contraint par des observations. L'objectif est d'étendre cette étude aux autres paramètres de la courbe de rétention, ainsi qu'à la végétation arborée, susceptible d'être plus impactée par les variations d'humidité entre 50cm et 2m de profondeur.

Inspiré de (Atchley and Maxwell 2011), le domaine représente un versant de 500 x 500m avec une résolution horizontale de 5m. La Fig. VI.9b montre la configuration géométrique de la simulation. La pente imposée permet de drainer le versant qui se vidangera si nécessaire par connexion de la nappe avec la surface en bas de versant. Dans le deuxième horizon, les propriétés hydrodynamiques sont distribuées par application d'un algorithme de bandes tournantes (Tompson, Ababou et al. 1989). Pour les différents tests de sensibilité (distribution des paramètres de rétention, distribution de la perméabilité – Fig.VI.9b, végétation, pente du versant), l'analyse consistera à comparer les régimes d'évapotranspiration en fonction de la position sur le versant. Suivant (Maxwell and Condon 2016) ces simulations devraient permettre de montrer les couplages entre transferts latéraux et transpiration et leur sensibilité aux hétérogénéités de la surface. Ces résultats s'appuieront sur les observations réalisées sur le

versant de Nalohou (Fig. V.13a). Au-delà du cas d'étude spécifique pour ce versant, ces analyses permettront d'identifier des types de fonctionnements hydrologiques impliquant la reprise racinaire pour ce type de lithologies (zone de socle sous altération intense). En particulier, nous analyserons en fonction des hétérogénéités du sous-sol, la capacité de la strate arborée à vidanger la nappe et à la déconnecter de la rivière en bas de versant. D'autres types de lithologie comme les cuirasses latéritiques, également observées en zone soudanienne, pourront être envisagés. Ces études nous aideront à mieux choisir les paramètres de modèle à résolution plus lâche en recherchant les propriétés moyennes équivalentes. Enfin, la comparaison entre les simulations pour une végétation herbacée et une végétation arborée nous renseignera sur l'impact d'un changement d'occupation pour la production de ruissellement à l'échelle du versant et sur la partition entre ruissellement et évapotranspiration.



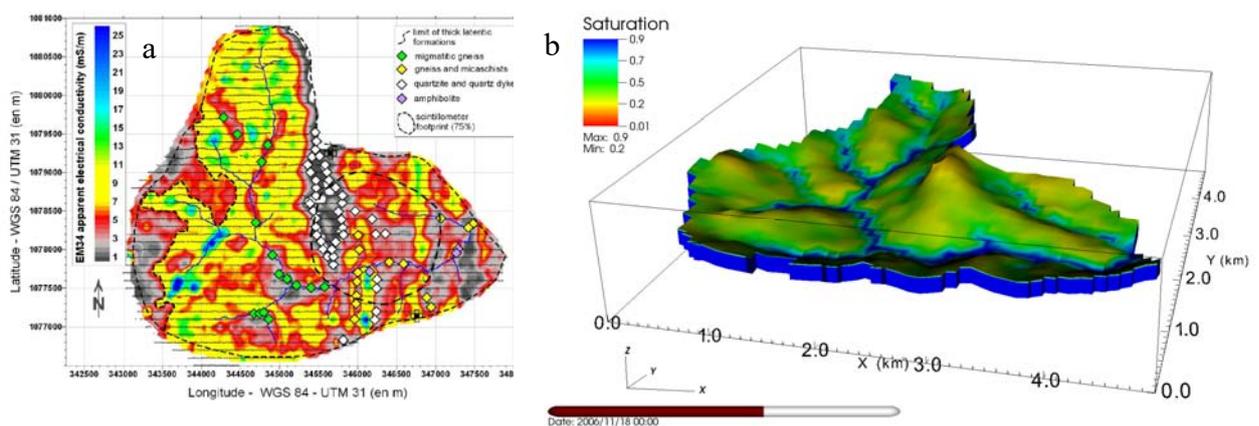
**Figure VI-9:** a) Perméabilités prescrites au modèle pour les 3 horizons considérés (Robert 2012). b) Domaine simulé (500 x 500m) et distribution de Ksat simulé par un algorithme de bandes tournantes.

### VI-2.2. Distribution spatiale de l'évapotranspiration à l'échelle d'un bassin versant de 10km<sup>2</sup> en zone Soudanienne

Le bassin d'Ara est le super site de l'observatoire AMMA-CATCH au Bénin. Depuis 2005. Il bénéficie d'observations continues des profondeurs de nappes et de contenu en eau dans la zone non saturée (ZNS) (Séguis, Boulain et al. 2011; Hector, Seguis et al. 2015), des débits de la rivière et de l'un de ses bas-fond contributeur (Hector, Cohard et al. 2016), et des flux d'évapotranspiration à différentes échelles (Guyot, Cohard et al. 2012; Mamadou, Cohard et al. 2014). Il a par ailleurs fait l'objet de nombreuses études géophysiques pour la caractérisation des propriétés hydrodynamiques et de la variabilité spatiale des conductivités électriques (Descloitres, Séguis et al. 2011; Hector, Hinderer et al. 2013), ainsi que pour le suivi des variations de stock d'eau par gravimétrie (Hinderer, Pfeffer et al. 2012; Hector, Séguis et al. 2013; Hector, Seguis et al. 2015). Ce jeu de données permet de contraindre des simulations à hautes résolutions (~100m) de l'ensemble du bassin versant. En particulier la carte de prospection électromagnétique (Fig. VI.10) qui couvre le bassin complet, renseigne sur la variabilité spatiale des propriétés souterraines. Associées à la topographie, à la géologie et aux mesures de propriétés hydrodynamiques en surface et dans des fosses pédologiques, ces informations permettront de construire un modèle hydrogéologique pour contraindre la distribution spatiale des caractéristiques hydrodynamiques dans le modèle. En particulier, on s'attachera à caractériser la profondeur d'altération, les surfaces couvertes de cuirasse latéritique, les bas-fonds, et les zones argileuses. Ces éléments ont déjà été identifiés comme étant fondamentaux dans le fonctionnement de la Zone Critique dans cette région (Brabant 1998; Hector, Seguis et al. 2015; Vouillamoz, Lawson et al. 2015). Les propriétés hydrodynamiques pourront alors être affectées à chacun de ces éléments de paysage, grâce à des observations in

situ (fosses pédologiques), des sondages RMP (Résistance Magnétique Protonique) ou encore des essais de pompage déjà réalisés sur le site. La constitution d'un tel modèle hydrogéologique se fera en collaboration au sein de l'équipe PHyREV, en particulier avec Marie Boucher, Marc Descloitres, Jean-Michel Vouillamoz, Basile Hector, qui possède l'expertise pour proposer de tels modèles.

L'évaluation des simulations pourra se faire grâce au jeu de données d'ores et déjà disponibles: débit à l'exutoire du bassin de l'Ara, variations du niveau des nappes (30 piézomètres) et bien sûr l'évapotranspiration. Certaines chroniques couvrent une durée de plus de 11 ans. Pour les flux d'évapotranspiration, l'évaluation pourra se faire à l'échelle de l'empreinte de chaque instrument: ~1ha pour les données d'Eddy-Covariance, et ~1km<sup>2</sup> pour les estimations scintillométriques. La mise en œuvre de ces simulations à cette échelle poursuit trois objectifs: un objectif méthodologique de synergie entre observation et modélisation, un objectif de compréhension des processus et un objectif de caractérisation des lois de changement d'échelle. Pour l'évapotranspiration, la comparaison des estimations scintillométrique avec celle simulées par le modèle reste incertaine. En effet à l'échelle de l'empreinte du scintillomètre (km<sup>2</sup>), les différentes hypothèses pour les simulations et pour l'estimation scintillométrique de l'évapotranspiration ne permettent pas de définir quelle est la référence. C'est bien la synergie entre observations et modélisations qui permet de comprendre et d'interpréter les observations et d'autre part de confirmer des hypothèses de fonctionnement du bassin versant et de la surface. Le modèle Parflow/CLM résout le bilan d'énergie à la surface. Ainsi, les flux de chaleurs sensibles estimés par scintillométrie pourront être directement comparés aux résultats de simulation à l'échelle de l'empreinte. D'autre part, les hypothèses faites pour le calcul des flux dans le sol et pour le bilan radiatif à l'échelle de l'empreinte du scintillomètre (§II-2.1) pourront également être évaluées. Le modèle permet de conserver une cohérence entre chacun des termes du bilan d'énergie et de donner une vision distribuée de ce bilan. Les résultats de cette étude permettront de confirmer ou d'infirmer une grande partie des hypothèses faites dans le cadre de la thèse d'Adrien Guyot (2010). Le succès de cette démarche en termes de compréhension des observations réalisées pourront faire du bassin d'Ara un site d'évaluation pour la scintillométrie micro-onde.



**Figure VI-10:** a) caractérisation électromagnétique du bassin versant d'Ara (Descloitres, Séguis et al. 2011). b) Carte de saturation pour une simulation Parflow/CLM du bassin versant d'Ara pour des conditions de sol homogène.

L'Analyse de ces expérimentations de terrain et de modélisation pourra alors se focaliser sur le rôle des ripisylves dans le fonctionnement de la Zone Critique en région Soudanienne et identifier la part de la ripisylve dans la vidange du bassin versant par évapotranspiration. Ces ripisylves sont suspectées de jouer un rôle fondamental dans le cycle hydrologique, notamment en assurant la déconnexion entre les nappes et le réseau de drainage grâce à leur évapotranspiration importante (Séguis, Boulain et al. 2011; Richard, Galle et al. 2013). En particulier, ces simulations permettront de préciser l'étude de (Descloitres, Séguis et al. 2011) en

attribuant la part respective du rôle de la végétation et de la variabilités des propriétés de sol dans les changements de régimes d'évapotranspiration observés pour des conditions d'harmatan (vent de Nord-Est) et des conditions de flux de mousson (vent de Sud-Ouest). Enfin, à cette échelle des tests de sensibilité pourront être réalisés pour étudier l'impact des changements d'occupation du sol observés sur ce type de bassin, ou pour conduire des expériences virtuelles quant à des changements potentiels d'occupation des sols (par exemple, des scénarios de remplacement de la végétation arborée par des cultures de céréale, ou le remplacement des ripisylves par des cultures de riz).

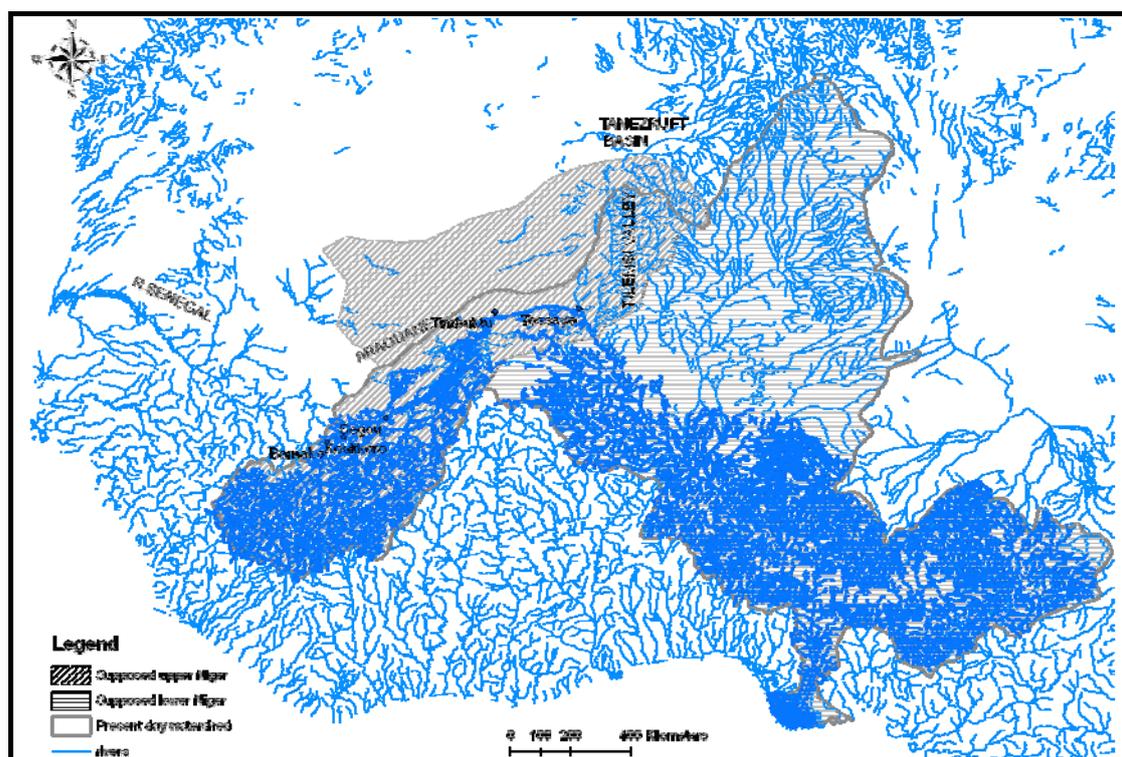
Pour le troisième objectif, pour préciser les gammes d'incertitudes associées aux modélisations à base physique de plus grandes échelles (qui supposent des résolutions plus lâches), des tests de sensibilité à la résolution horizontale seront réalisés. Ces tests permettront d'étudier le comportement du modèle pour des résolutions dégradées et d'identifier les paramètres équivalents nécessaires au maintien de la qualité des simulations. En particulier nous nous intéresserons aux perméabilités et aux propriétés de rétention équivalentes. D'autre part, la perte de résolution a pour conséquence de lisser les gradients de topographie. La première question qui se pose, est donc de savoir s'il est nécessaire de corriger les pertes de gradients de pente et, si oui, si l'on peut identifier une loi permettant de corriger cet effet de manière systématique par une augmentation des paramètres hydrodynamiques ? Enfin, la version CLM couplée à Parflow n'est pour le moment pas « tilée », c'est-à-dire que pour chaque pixel, un seul type de végétation est affecté. Il s'agira donc d'évaluer les biais associés au non-respect de la répartition spatiale de la végétation. A l'issue de cette évaluation une version « tilée » du modèle pourra être proposée. Ces études permettront ainsi de comprendre quelles sont les processus sous-mailles prépondérants pour des modèles ayant des résolutions de l'ordre du km, comment il est nécessaire de les représenter à des échelles « dégradées » pour des simulations à l'échelle régionales.

L'ensemble de ces expériences numériques sert l'ambition de proposer une approche méthodologique pour l'étude de la Zone Critique et des milieux complexes. Cet ensemble constitue d'autre part un outil pour l'interprétation d'observations de l'évapotranspiration agrégées à l'échelle de l'observation scintillométrique, à l'échelle du paysage, où elles sont fonction de la redistribution de l'eau dans le sol. Enfin, ces expériences ont l'ambition de répondre à des questions fondamentales sur le bilan hydrologique et le devenir des ressources en eau dans un contexte de changement important de l'usage des sols en zone soudanienne. La modélisation « base physique » de la Zone Critique constitue ainsi une approche pour comprendre les transferts hydrologiques, et en particulier d'aborder les couplages entre hydrologie souterraine, hydrologie de surface et rétroactions avec l'atmosphère.

### **VI-3. Distribution spatiale de l'évapotranspiration à l'échelle continentale**

L'Afrique de l'Ouest est reconnue pour être l'une des régions où la Zone Critique est la plus vulnérable face au changement climatique (Maplecroft 2013). En effet, l'intensification d'ores et déjà observée du cycle hydrologique (Panthou, Vischel et al. 2014) et la croissance démographique parmi les plus importantes au monde (3% par an soit un doublement de la population d'ici 2040) se combinent pour augmenter les risques liés aux aléas hydrologiques dans cette région du monde. Dans ce contexte, les pratiques de gestion des ressources en eau (eaux souterraine, eaux de surface, eau verte) et des aléas (inondations, sécheresse) doivent

pouvoir s'appuyer sur des outils de modélisation hydrologique capables de prendre en compte à la fois les évolutions de la Zone Critique et celles des forçages climatiques.



**Figure VI-11:** Réseau hydrographique du fleuve Niger (cyan) et des autres fleuves ouest Africains (bleu clair). La surface grisée identifie la zone endoréique de la rive gauche du fleuve Niger

L'Hydrologie en Afrique de l'Ouest est très contrastée. En particulier, le bassin du fleuve Niger (Fig. VI-11) prend sa source dans le Fouta Djallon, le château d'eau de l'Afrique de l'Ouest, où la pluviométrie dépasse 1500mm/an, puis traverse le Sahel où il forme un delta intérieur de 35000km<sup>2</sup> dans une région où il pleut moins de 300mm/an. A l'aval du Delta, le fleuve reprend son cours vers le golfe de Guinée. La rive gauche du fleuve est une zone sédimentaire de fonctionnement endoréique où peu d'affluents alimentent le fleuve. Ce sont des zones de recharge des nappes en particulier sous les mares qui drainent les eaux de ruissellement. Inversement la rive droite, constituée de zones de socle, alimente des cours d'eau très réactifs qui produisent des crues rapides et dévastatrices dans les grandes villes sahéniennes (Descroix, Genthon et al. 2012; Sighomnou, Descroix et al. 2013). Enfin dans la partie soudanienne, les écoulements sont majoritairement générés par des écoulements de sub-surface qui alimentent des bas-fonds puis des rivières non permanentes. Ainsi, la diversité des processus hydrologiques rend difficile la modélisation de ce fleuve avec des modèles conceptuels. D'autre part, l'hydrologie de la région a été particulièrement impactée par les changements d'occupation du sol et les variations climatiques du XX<sup>ème</sup> siècle, en particulier la grande sécheresse des années 70-80 (Descroix, Mahé et al. 2009). La compréhension du comportement de ce fleuve et de sa réponse aux événements et évolution climatiques en cours (Panthou, Vischel et al. 2014) nécessitent des modèles pouvant simuler des réponses sensibles aux changements d'occupation du sol, aux changements de forçage pluviométrique et radiatif, aux changements du niveau des nappes.

Les modèles hydrologiques à base physique, permettant de représenter les processus de transferts directement à partir des équations de Richards ont longtemps été réservés aux petits domaines d'étude pour lesquels tous les paramètres pouvaient être renseignés par de la mesure in-situ. De même, le couplage avec les processus de surface tel que l'évapotranspiration a

longtemps été négligé du fait que dans de nombreuses régions du monde la genèse des écoulements est assurée par des transferts lents en zone saturée ou des transferts rapides par refus à l'infiltration, ces deux processus étant au premier ordre indépendants des couplages sol/atmosphère. Pour le fleuve Niger, des initiatives récentes ont permis de simuler les écoulements entre le delta intérieur et Niamey avec le modèle couplé ISBA-TRIP à 50km de résolution (Casse and Gosset 2015). Appliqué à la totalité du fleuve ce modèle n'a pas permis de représenter les deux pics de crue à Niamey (Descroix, Genthon et al. 2012) et la récession de l'hydrographe au cours de la saison sèche (Pedinotti, Boone et al. 2012). Les réservoirs profonds n'étant pas connectés à la rivière, les paramètres du modèle ne peuvent permettre de représenter à la fois la genèse des écoulements issus du Fouta Djallon et ceux de la rive droite du fleuve. Enfin la faible résolution spatiale de ce modèle ne permet pas de prendre en compte la variabilité spatiale des intensités pluviométriques observées dans la région et de faire le lien avec les processus à l'échelle de l'observation de terrain.

Le modèle couplé Parflow-CLM (Maxwell and Miller 2005) est applicable à tout type d'hydrologie et répond donc à nos critères. Récemment l'uniformisation des bases de données de propriétés du sol tel que celle de l'USGS, associée à l'augmentation des performances de calcul, ont permis de réaliser des simulations sur les bassins des grands fleuves américains (Colorado & Mississipi) avec des résolutions de 1km (Maxwell, Condon et al. 2015). Ce type de modèle est particulièrement adapté aux milieux en évolution ou soumis à des changements de forçage climatique car il ne nécessite pas de procédure de calage. Toutefois, la mise en place de telles simulations, à hautes résolutions spatiales et temporelles pour des régions de plus de 2 millions de km<sup>2</sup> reste un défi de par les besoins en paramètres et la prise en compte des processus sous maille (< 1km de résolution) identifiés dans ces régions (Séguis, Boulain et al. 2011; Descroix, Genthon et al. 2012; Hector, Seguis et al. 2015). Pour ce dernier point la partie précédente a proposé une démarche permettant d'identifier les processus sous maille prépondérant et un moyen pour les représenter aux échelles dégradées.

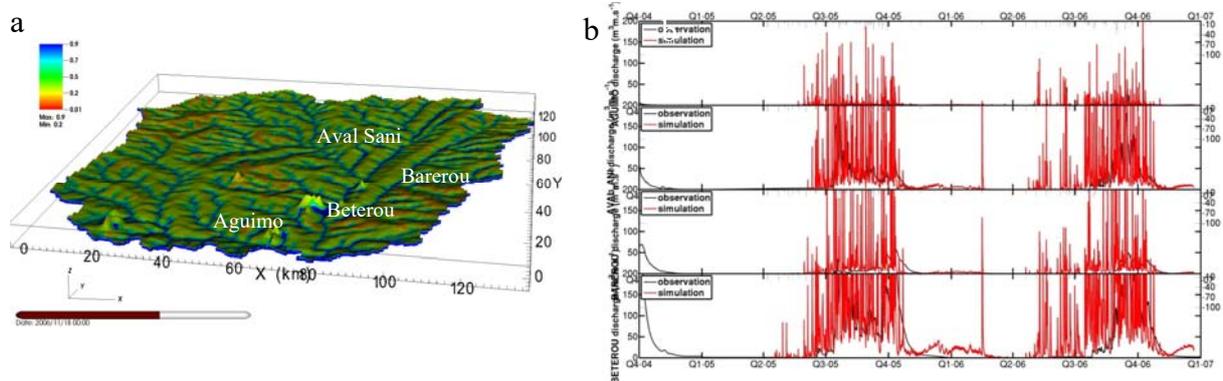
L'objectif affiché au sein de l'équipe PHyREV est, à termes, de pouvoir se doter d'un modèle hydrologique permettant de simuler les régimes hydrologiques des grands bassins versant en Afrique de l'Ouest, en particulier le fleuve Niger, l'Oueme, etc. Il s'agit d'un projet d'équipe qui nécessite d'une part la constitution des cartes de caractéristiques hydrodynamiques et de produits de validation distribués comme par exemple l'évapotranspiration et tous les autres termes du bilan d'énergie de la surface. Ma participation à ce projet, au-delà de son initiation et de son animation, concerne d'une part l'évaluation méso-échelle des principaux fonctionnements hydrologiques de la région. Les premières simulations sont en cours de réalisation. Ma deuxième contribution concerne l'identification de la lithologie de la sub-surface par sa signature thermique en surface. Les futures missions satellites en Infra-Rouge Thermique à hautes résolutions temporelles et spatiales (ECOSTRESS, THIRSTY) permettront de classifier ces propriétés à l'échelle régionale. Enfin le développement des méthodes harmoniques, réalisé pour le calcul des flux de conduction dans le sol, servira de base pour l'estimation de ces flux par télédétection. Ces estimations sont nécessaires pour de nombreuses méthodes d'estimations de l'évapotranspiration. Ces trois volets sont présentés ci-dessous.

### VI-3.1. Vers une modélisation à base physique pour l'hydrologie régionale en Afrique de l'Ouest

Au sein de l'équipe PHyREV, nous proposons de mettre en œuvre le modèle Parflow-CLM sur les bassins des grands fleuves Africain, en particulier le Niger et l'Ouémé (Bénin) avec une résolution de 1km. La démarche proposée consiste d'abord à évaluer à meso-échelle le

comportement du modèle Parflow/CLM pour les différents types d'hydrologie en Afrique de l'Ouest. Il s'agit des zones de socle sous climat soudanien (ruissellement Hewlettien), des zones de socle Sahélienne (ruissellement Hortonien) et des zones endoréiques. Ces simulations pourront bénéficier des observations et des études réalisées en autre dans le cadre de l'observatoire AMMA-CATCH sur la haute vallée de l'Ouémé (16000 km<sup>2</sup>), sur le degré carré de Niamey (10000km<sup>2</sup>) et sur le bassin du Dargol (Affluent du fleuve Niger – 6940km<sup>2</sup>). En particulier, le projet d'inter-comparaison de modèles hydrologiques et SVAT, ALMIPII (Boone, Peugeot et al. 2012; Getirana, Boone et al. 2014), offre un jeu de donnée prêt pour la caractérisation du modèle (sol, végétation, forçage atmosphérique), et un jeu de donnée d'évaluation multi réservoir (Nappe, ZNS, débit des rivière, échange surface/atmosphère) issue des mesures terrains de l'observatoire AMMA-CATCH mais aussi des produits satellites pour l'évapotranspiration comme par exemple ALEXI (Anderson, Kustas et al. 2011). Les deux régions sahéliennes sont aussi suivies dans le cadre de l'observatoire AMMA-CATCH. En particulier des mesures scintillométriques ont été réalisées à plusieurs reprises sur le degré carré (Ezzahar, Chehbouni et al. 2009). Les premières simulations sont en cours de réalisation pour l'Ouémé supérieure au Bénin (Fig. VI-12).

A l'échelle de l'Afrique de l'Ouest une première simulation pourra être réalisée à l'aide des paramètres définis par défaut à partir des cartes de sols disponibles (GLHYMPS (<http://crustalpermeability.weebly.com/glhymps.html>), SoilGrid1km (<http://soilgrids.org/>), USGS/JRC (<http://esdac.jrc.ec.europa.eu/>) et des cartes récentes qui précisent les ressources en eau souterraine de l'Afrique (MacDonald, Bonsor et al. 2012). Elles permettront d'estimer la taille des réservoirs profonds et leurs caractéristiques hydrodynamiques. Le forçage atmosphérique sera issu des mesures de terrain afin de ne pas biaiser les simulations. A partir de cette simulation ParFlow-CLM, il est possible de générer des produits à différentes échelles spatiales et temporelles pour les confronter avec des observations existantes, qu'elles soient de terrain ou issues de mesures satellites. L'analyse de la dynamique des différentes variables simulées et observées (Table 1) permet d'identifier les anomalies de la modélisation. A cette échelle je m'intéresserai à la distribution spatiale de l'évapotranspiration en particulier à sa dynamique autour du delta intérieur du fleuve Niger en fonction des apports en provenance du Fouta Djallon. Des demandes de financement auprès du programme TOSCA du CNES sont en cours pour la mise en place de ces simulations et de leur évaluation à l'aide de produits satellites (SMOS, SWOT, GRACE).

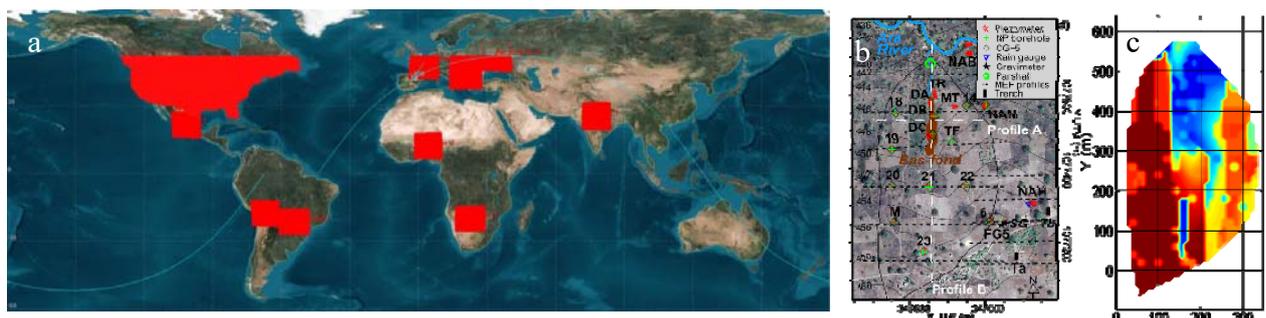


**Figure VI-12:** a) saturation en surface pour une simulation du bassin de l'Ouémé supérieur au Bénin (16000km<sup>2</sup>). b) Chronique des débits observés (noir) et simulés (rouge) pour 4 stations limnimétriques à Aguimo (402km<sup>2</sup>), Aval Sani (3283km<sup>2</sup>), Barerou (2162km<sup>2</sup>) et Beterou (10400km<sup>2</sup>). Carte de saturation pour une simulation Parflow/CLM du bassin versant d'Ara pour des conditions de sol homogène.

### VI-3.2. Estimation des propriétés hydrodynamique de la sub-surface par leur signature thermique

L'une des difficultés de la modélisation hydrologique haute résolution à base physique à l'échelle régionale est la prescription des paramètres du modèle, en particulier les propriétés hydrodynamiques de la zone non saturée et des aquifères. La télédétection spatiale pour l'hydrologie apporte d'ores et déjà un grand nombre de produits pour répondre à ce besoin en données distribuées. Elle permet de renseigner à la fois les caractéristiques surfaciques (topographie, usage des sols, NDVI, etc.), les forçages atmosphériques (précipitations, rayonnement, etc.) et les variables de contrôle (humidité et température de surface, stock d'eau, niveau d'eau dans les mares, les cours d'eau, etc.). En particulier, la précision et la résolution spatiale des observations dans l'infrarouge thermique (IRT) permettent, au-delà de la donnée de température de surface, de dériver des produits plus élaborés comme l'évapotranspiration, l'état de stress de la végétation, etc. Toutefois, les données IRT sont soit peu résolues spatialement (MSG, AVHRR, MODIS, ...), soit peu résolues temporellement (LandSat, ASTER). D'autre part les capteurs sont très sensibles à la présence de nuages ce qui rend la haute résolution spatiale IRT très peu utilisable en zone tropicale.

Les missions satellites ECOSTRESS<sup>23</sup> (lancement 2018) et THIRSTY visent à répondre au dilemme résolution/visite (Lagouarde, Bach et al. 2013). ECOSTRESS a l'ambition de fournir des cycles diurnes moyens à des résolutions inférieures à 100m. Cette première mission se focalisera dans un premier temps sur quelques régions du monde pour assurer une revisite quotidienne (Fig. VI-13a) En particulier, la zone sélectionnée en Afrique de l'ouest couvre les sites AMMA-CATCH identifiés comme sites de calibration/validation pour les produits issus de la mission, en particulier l'évapotranspiration. Nous aurons ainsi accès à ces produits d'évapotranspiration qui nous permettront d'évaluer les simulations précédemment présentées (§VI-3.1) et d'analyser la variabilité spatiale de ces flux. Le projet THIRSTY quant à lui donnera accès à une couverture globale de la température de surface, combinant une haute résolution spatiale (60-80m) avec une période de retour de 3 jours en zone tropicale. Ces résolutions permettront d'une part de suivre l'état de la végétation à l'échelle de la parcelle avec une résolution temporelle suffisamment fine pour proposer des produits opérationnels d'aide à la surveillance des cultures et de gestion de la ressource en eau.



**Figure VI-13:** a) Sites sélectionnés pour la mission ECOSTRESS. b) super site instrumenté de Nalohou et c) température de surface simulée en saison sèche lorsque la surface est nue.

Dans le cadre du travail de Basile Hector, nous avons initié des études pour évaluer le potentiel des produits ECOSTRESS et THIRSTY en zone tropicale, en particulier en Afrique de l'Ouest, et pour quantifier l'apport de ces observations IRT pour l'étude des processus hydrologiques. En particulier nous souhaitons, à l'aide de ces produits IRT, caractériser les propriétés de la sub-surface en vue de les utiliser pour la modélisation. A titre d'exemple la figure VI-13.b-c montre, pour une surface nue en saison sèche, lorsque les cinquante premiers

<sup>23</sup> <http://ecostress.jpl.nasa.gov/>

centimètres sont secs, les variations de température en surface induite par les teneurs en eau dans la zone racinaire. L'objectif est donc de générer des cartes de température de sol et de radiance à la résolution de la mission satellite d'une part avec un modèle hydrologique distribué (Parflow/CLM), et d'autre part avec un modèle de transfert radiatif détaillé (Collaboration ISPA, INRA Bordeaux). Ainsi, l'utilisation conjointe des deux modèles nous permettra à la fois d'évaluer la sensibilité du capteur aux anomalies de température de surface simulées et d'autre part de quantifier la propagation des incertitudes dans des modèles d'inversion de produits plus élaborés comme par exemple l'évapotranspiration. Nous évaluerons enfin le potentiel de classification pour cartographier les propriétés de la sub-surface en fonction de la réponse en température de la surface.

### *VI-3.3. Estimation des flux de conduction par télédétection spatiale*

L'estimation de l'évapotranspiration par télédétection spatiale suscite depuis les années 1980 un intérêt croissant (Carlson, Gillies et al. 1994; Bastiaanssen, Menenti et al. 1998; Bastiaanssen, Pelgrum et al. 1998; Norman, Kustas et al. 2000; Roerink, Su et al. 2000; Nishida, Nemani et al. 2003; Courault, Seguin et al. 2005; Anderson, Kustas et al. 2011; Lu, Tang et al. 2014). En particulier, le potentiel de l'infra-rouge thermique a été largement exploré (Kalma, McVicar et al. 2008; Verstraeten, Veroustraete et al. 2008; Li, Tang et al. 2009) et la programmation de nouvelles missions tel que ECOSTRESS montre que cet intérêt pour l'estimation de l'évapotranspiration par télédétection est toujours d'actualité. Un grand nombre de méthodes reposent sur l'estimation de l'énergie disponible  $R_n - G$ , à partir de laquelle l'évapotranspiration et le flux sensible peuvent être calculés  $LE = EF(R_n - G)$  et  $H = (1 - EF)(R_n - G)$ . Si des méthodes satisfaisantes existent pour estimer le rayonnement net  $R_n$  à partir de la température de surface, de l'albédo, et de la transmittance de l'atmosphère (Allen, Pereira et al. 1998 ; Bisht, Venturini et al. 2005; Batra, Islam et al. 2006), l'estimation du flux moyen dans le sol ( $G$ ) reste plus difficile à cause de l'effet combiné de l'humidité du sol, des propriétés de surface et de leur variabilité respective à l'échelle de la mesure satellite ( $\sim$ km<sup>2</sup>). D'autre part la présence de végétation ajoute encore à la difficulté de restitution du flux de conduction dans le sol.

La plupart des méthodes d'estimation de l'évapotranspiration qui nécessitent l'énergie disponible, calculent le flux dans le sol par des relations empiriques : comme une fraction de  $R_n$  (Brutsaert 1982; Choudhury 1987; Humes, Kustas et al. 1994), éventuellement corrigée par l'indice de végétation (Kustas and Daughtry 1990; Moran, Clarke et al. 1994; Bastiaanssen, Menenti et al. 1998; Jacobsen 1999; Friedl 2002), comme une fonction du taux de couverture (Su 2002; Tang, Li et al. 2010) ou comme une fonction de la fraction évaporative  $EF$  (Tanguy, Baille et al. 2012). Ces méthodes restent largement utilisées car elles sont simples à mettre en œuvre. Toutefois, elles impliquent la cartographie de paramètres moyens calés par des statistiques spatiales ou temporelles. Le § II.2.1c a par ailleurs montré comment l'estimation locale du flux  $G$  pouvait être améliorée en utilisant les méthodes harmoniques, basées sur la résolution de l'équation de la chaleur, par la décomposition d'un signal temporel en série de Fourier. Cette méthode de résolution est universelle et bien adaptée pour toute équation de diffusion. Si elle peut être mise en œuvre, moyennant un peu de calcul, pour des mesures in-situ, son application aux données spatiales se heurte à deux problèmes de résolution importants. D'une part les données résolues temporellement (satellite géostationnaire) ont encore des résolutions trop faibles ( $>3$ km). En conséquence, les pixels agrègent beaucoup d'hétérogénéités de couvert, de topographie. L'identification de paramètres tels que la diffusion ou la conductivité thermique moyennes pour chaque pixel est alors très compliqué, d'autant que les caractéristiques de la surface changent au cours de l'année en fonction de la teneur en eau ou de l'état de la végétation.

D'autre part les données hautes résolutions spatiales (<1 km) sont trop peu résolues temporellement pour décrire le cycle diurne. Enfin, la présence de nuage affecte tous les types de données rendant les séries temporelles discontinues.

Les résolutions spatiale et temporelle des données de télédétection étant promises à des améliorations par la miniaturisation des détecteurs, par les programmes de vol en constellation, etc., c'est sur la question de la non continuité des données que je souhaite travailler. Les méthodes de décomposition en série de Fourier discrète, les fft (Fast Fourier Transform) sont basées sur une distribution de données également réparties sur une période  $T$  donnée. Si des données sont manquantes pour cause par exemple de masque nuageux, ou si les heures de passages sont variables ou si on souhaite agréger des données en provenance de différents capteurs dont les heures de passage ne sont pas également réparties sur la journée, les fft ne sont plus applicables. Toutefois, l'identification de fréquences spécifiques dans un signal décrit de manière discrète (périodogramme) a été généralisé pour des séries de données irrégulièrement distribuées (Scargle 1982; Zechmeister and Kürster 2009). Ces méthodes, largement utilisées en astrophysique, en particulier pour la détection d'exo-planètes, pourraient ainsi permettre de reconstituer avec des fonctions périodiques, des séries de température de surface à partir de données de télédétection. En reprenant les développements de la partie II-2.1c, la solution de l'équation de la chaleur  $T(z,t)$  (2.6) et sa dérivée spatiale (2.7) pourront être estimées. Ces méthodes pourront être testées sur des données SEVIRI (3km de résolution spatiale et 15 min de résolution temporelle) et des données MODIS (1km de résolution – quelques données par jour). Ces méthodes seront évaluées pour des pixels couvrant les sites AMMA-CATCH. Ces sites soudaniens et sahéliens sont bien documentés pour ce qui concerne la température de surface, et d'autre part ils ont l'avantage d'être très peu couverts par la végétation en saison sèche, offrant ainsi des conditions idéales pour mettre œuvre les procédures de reconstruction. Ces travaux se feront en collaboration en particulier avec l'Université de Washington (Pierre Guillevic) avec qui j'ai d'ores et déjà esquissé un programme de travail.



## *Synthèse*

Les développements de modèle réalisés dans le cadre de ma thèse de doctorat, pour représenter la microphysique des nuages, m'ont permis d'acquérir une reconnaissance en tant que modélisateur, en particulier grâce à la valorisation de ces travaux (6 publications). J'enseigne toujours la microphysique des nuages en Master et poursuit encore des travaux de modélisation en particulier pour simuler l'évapotranspiration.

Depuis mon recrutement en tant que Maître de Conférence, J'ai pu développer un axe de recherche important pour le LTHE et la communauté nationale en général. Cette thématique s'appuie sur une approche originale combinant des méthodes d'observations à différentes échelles, en particulier l'eddy-covariance et la scintillométrie, mais aussi la modélisation atmosphérique et hydrologique. J'ai pu acquérir un parc instrumental comprenant plusieurs scintillomètres et tour d'Eddy-covariance et développer l'expertise pour le traitement et l'analyse de ces données. J'ai ainsi pu réaliser plus d'une douzaine de campagne de terrain dans le cadre de programmes nationaux et Internationaux (20 publications). Cette double sensibilité en modélisation et observation des échanges surface/atmosphère, m'a prédisposé à investir l'étude des couplages entre processus hydrologiques et atmosphériques avec un modèle couplé Sous-Sol – Surface – Végétation – Atmosphère : Parflow/CLM. Dans mon projet, tous ces outils sont dédiés à l'observation de la variabilité spatiale et temporelle de l'évapotranspiration.

Les activités de recherche que je développe depuis mes premières expériences ont toujours concernés les processus atmosphériques et ce, au plus proche de la physique sous-jacente (microphysique des nuages, turbulence atmosphérique). Ainsi je me définis, en tant que chercheur, comme un physicien de l'atmosphère. Ces recherches ont d'autre part toujours eu un lien avec les surfaces continentales, que ce soit pour la prédiction de champs de précipitation, ou de chronique d'évapotranspiration. Elles s'intéressent enfin de plus en plus aux couplages existants entre processus hydrologiques et processus atmosphériques. Ainsi ces activités s'inscrivent bien dans les thèmes développés au LTHE, en particulier dans le cadre du programme AMMA et de l'observatoire AMMA-CATCH, pour lesquels les interactions surface continentale-atmosphère sont au cœur des questionnements. Elles s'inscrivent également parfaitement dans la dynamique de l'étude de la Zone Critique récemment formalisée par le CZEN aux USA et par le SOERE RBV en France au sein duquel j'ai à cœur de partager ma vision intégrée du cycle de l'eau.

Le projet de recherche que je propose pour répondre aux enjeux sociétaux associés à la compréhension du cycle de l'eau en interaction avec les changements globaux, concerne le développement de méthodologie pour estimer le terme majoritaire du bilan d'eau à la surface : l'évapotranspiration. Ces méthodes d'observation et de modélisation sont destinées aux différentes communautés scientifiques intéressées par les interactions surface continentale – atmosphère. Ce projet s'appuie sur l'expertise acquise et vise d'une part au développement de prototypes expérimentaux permettant la mesure des flux d'évapotranspiration à l'échelle du paysage et d'autre part à la mise en œuvre de modèle hydrologique pour étudier les couplages entre redistribution latéral de l'eau et circulation atmosphérique.

Pour le volet instrumentation, plusieurs pistes sont envisagées pour permettre à terme, le développement d'outils opérationnels, susceptibles d'être déployés en réseau. La première concerne la scintillométrie micro-onde, dont les expériences passées prouvent la faisabilité de la méthode. La deuxième piste est l'exploration de la scintillométrie infra-rouge thermique pour laquelle peu de recherche ont encore été réalisées mais qui est susceptible de constituer une alternative à la scintillométrie micro-onde en s'appuyant sur une électronique moins spécifique.

Enfin les méthodes d'analyse de surface d'onde utilisées en astronomie, permettent de caractériser la distribution spatiale des propriétés optiques de l'atmosphère. L'utilisation de ces techniques pour l'étude de l'interface surface continentale-atmosphère est également explorée dans le cadre de mon projet en collaboration avec l'ONERA, spécialisé dans le domaine.

Le volet modélisation concerne la mise en œuvre du modèle Parflow/CLM, en particulier les contextes hydrologiques ouest africains où les enjeux sociétaux autour des ressources en eau sont prégnants. Plusieurs échelles sont envisagées, depuis la parcelle et l'unité hydrologique élémentaire afin de réaliser des études de processus, jusqu'à l'échelle régionale, échelle des enjeux tant sociétaux que scientifiques, pour se doter à terme d'outils de modélisation susceptibles de représenter le cycle de l'eau dans son ensemble, et en particulier étudier les couplages entre les grands réservoirs : aquifères, lacs, deltas et mers intérieures, atmosphère et climat.

## L'observatoire AMMA-CATCH

Dans le rapport de 2007 du groupe d'experts intergouvernemental sur l'évolution du climat (GIEC), (Boko, C. et al. 2007) montrent que certaines régions du globe pourraient se trouver particulièrement touchées par une **modification climatique globale**, notamment les **régions arides et semi-arides**. Parmi ces régions, **l'Afrique de l'Ouest** (AO) en est une pour laquelle les modèles climatiques globaux montrent des écarts importants dans leur prévision à 50 ans, notamment pour ce qui concerne les précipitations (Randall, Wood et al. 2007). Ainsi la mousson ouest-africaine (MOA) est l'objet d'une attention continue depuis les années 1970, étudiée par de nombreuses équipes dans le monde (CEH - UK, MIT - USA, CNRM, LTHE, LMD, LA, ... en France). En particulier la campagne **AMMA** (Redelsperger, Thorncroft et al. 2006) a contribué significativement à la compréhension des mécanismes produisant la variabilité inter-saisonnière du cycle de la Mousson (Polcher, Parker et al. 2011). Parmi les thèmes étudiés, le **rôle des interactions surfaces continentales – atmosphère** est reconnu comme un point crucial pour la compréhension de la **variabilité saisonnière du cycle de la mousson** (Cook and Vizy 2006; Janicot, Caniaux et al. 2011) et pour le cycle de vie des systèmes convectifs en AO (Taylor, Parker et al. 2011).

Depuis les travaux de (Charney 1975), de nombreuses études ont confirmé les effets des surfaces continentales sur le climat (Eltahir 1998; Koster, Dirmeyer et al. 2004; Parker, Burton et al. 2005)... Ces interactions influent sur la fréquence des événements pluvieux dans le Sahel (Taylor and Lebel 1998) et leur emplacement (Taylor, de Jeu et al. 2012). A l'échelle saisonnière, (Philippon and Fontaine 2003) ont suggéré que la trace au sol de la saison des pluies Guinéenne affecte la saison des pluies Sahélienne pendant plusieurs semaines, en humidifiant les masses d'air lorsqu'elle se déplacent du sud vers le nord. Ce mécanisme à l'échelle continentale qui s'apparente à un effet mémoire de la teneur en eau est une hypothèse qui reste encore à confirmer (Douville, Conil et al. 2007). L'influence de l'activité de la végétation sur la dynamique de la mousson a aussi été mise en évidence par des études de modélisation (Xue and Shukla 1993; Zeng, Neelin et al. 1999), mais très peu d'observations corroborent ces résultats.

D'autre part, en Afrique de l'Ouest, le taux de croissance de la population (2,55%) est le plus importants dans le monde (United Nations 2015). Dans cette région, la population a été multipliée par un facteur quatre entre 1950 et 2010, et devrait encore tripler d'ici 2100 selon la plupart des projections de l'ONU (United Nations 2015). Cette croissance de la population a pour conséquence, la conversion continue des surfaces de végétation naturelle en zone cultivée (Judex, Thamm et al. 2009; CSAO 2012). Enfin, les comportements hydrologiques, fortement non linéaires, seront modifiés de manière importante sous l'action combinée de l'intensification hydrologique et de la déforestation, et la disponibilité de la ressource en eau déjà difficile dans cette région sera réduite.

Dans ce contexte scientifique et pour répondre à ces enjeux sociétaux de première importance, parmi les nombreux projets visant à documenter le cycle de l'eau en Afrique de l'Ouest (IMPETUS – Allemagne, VIA-WATER – Pays bas, ...), l'observatoire AMMA-CATCH<sup>24</sup> (Analyse Multidisciplinaire de la Mousson ouest Africaine - Couplage de l'Atmosphère Tropicale et du Cycle Hydrologique) est conçu pour documenter les impacts à long terme des changements globaux, climatique et environnementaux sur le cycle hydrologique. Il est organisé autour de trois axes couvrant :

(1) l'évolution long terme des éco-hydro-systèmes à portée régionale comprenant l'évolution du climat, en particulier des régimes pluviométriques, des états de surface, et des ressources en eau de surface et souterraine.

<sup>24</sup> <http://www.amma-catch.org/>

(2) Les études de processus éco-hydro-météorologiques visant à mieux comprendre et modéliser les interactions entre les forçages atmosphériques et la réponse des hydro-systèmes Ouest-Africain (Etude des processus.

(3) Les réponses aux besoins socio-économiques et de développement en valorisant les résultats de la recherche AMMA-CATCH à travers un transfert vers les décideurs, les organisations non gouvernementales, les communautés, les étudiants.

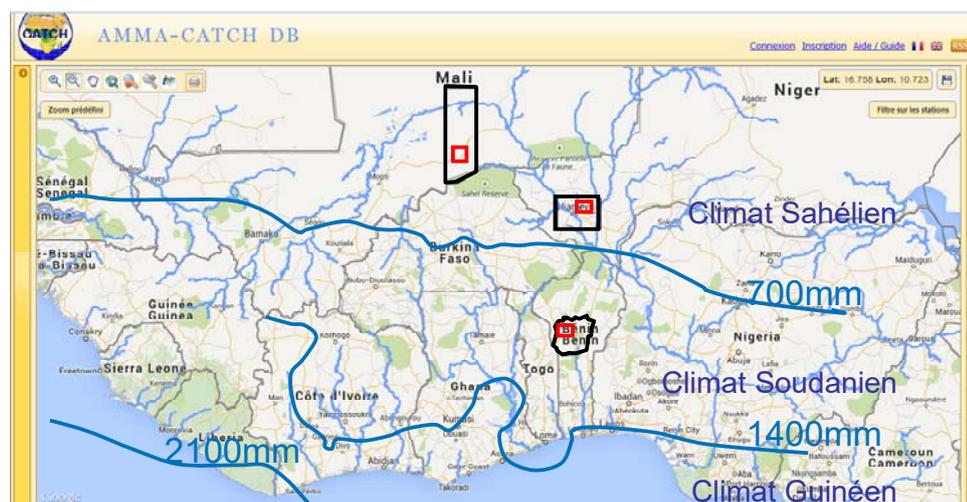


Fig. VI-1: Site méso-échelle (noir) et supersite (rouge) de l'observatoire AMMA-CATCH en Afrique de l'Ouest couvrant des régions aux régimes pluviométriques annuels étagés entre 400mm et 1200mm (isohyètes - bleu). Fond de carte du portail Web d'accès aux données AMMA-CATCH DB.

AMMA-CATCH est un Système National d'Observation (SNO) qui s'appuie sur trois sites de méso-échelle (entre 10000 et 36000 km<sup>2</sup>) densément instrumentés s'étageant de 9,5° à 17° de latitude nord couvrant ainsi des zones climatiques et écologiques contrastées. Sur ces trois sites, le suivi simultané de la dynamique du couvert végétal, de sa phénologie et des différents composants du cycle de l'eau (variables météorologiques, pluie, infiltration, recharge des aquifères, ruissellement de surface, bilan d'énergie de la surface) permet d'appréhender les interactions entre bilan hydrologique, dynamique de la végétation et variabilité du climat aux échelles intra-saisonnières à pluri-annuelles. Le set de mesure est autant que possible identique sur les 3 sites avec quelques adaptations en fonction particularités locales. Il comprend environ 900 appareils de mesures distribués avec une densité adaptées sur les sites de méso-échelles, les super-sites (qqqs 100 km<sup>2</sup>) et les sites intensifs locaux (~10 km<sup>2</sup>). Cette imbrication d'échelle permet ainsi de réaliser des études de transfert d'échelle pour les différents processus hydrologiques documentés.

En particulier, les échanges d'eau et d'énergie entre la surface et l'atmosphère sont caractérisés par deux stations de flux sur chaque meso-site pour les couverts les plus représentatifs de la région (Jachère soudanienne, forêt claire, Champs de mil, jachère Sahélienne, prairie, Acacière). Ponctuellement d'autres stations ont été installées (zone aride, bas fond, savane arborée, savane arbustive). Ces stations incluent la mesure de tous les termes du bilan radiatif, la mesure des flux dans le sol, la mesure des flux de chaleur sensible et de flux de chaleur latente par la méthode de l'eddy-covariance. Les données sont accessibles depuis le portail Web AMMA-CATCH DB.

La forte variabilité climatique et la non stationnarité des éco-hydrosystèmes étudiés, à la fois due au contexte climatique et aux des activités humaines, nécessitent des stratégies d'observation à long terme (plus de 10 ans). Ainsi, l'observatoire a aussi vocation à répertorier et archiver les séries longues, en particulier de pluie et de débit disponibles sur l'Afrique de l'Ouest. Ces séries ont notamment permis le diagnostic de la sécheresse démarrée en 1970 et l'évolution conjointe des éco-hydrosystèmes. L'observatoire AMMA-CATCH se positionne ainsi comme un dispositif d'observation de référence sur le long terme. A ce titre, il joue un rôle de sentinelle vis à vis des changements globaux.

## Le Climat de Djougou (Bénin)

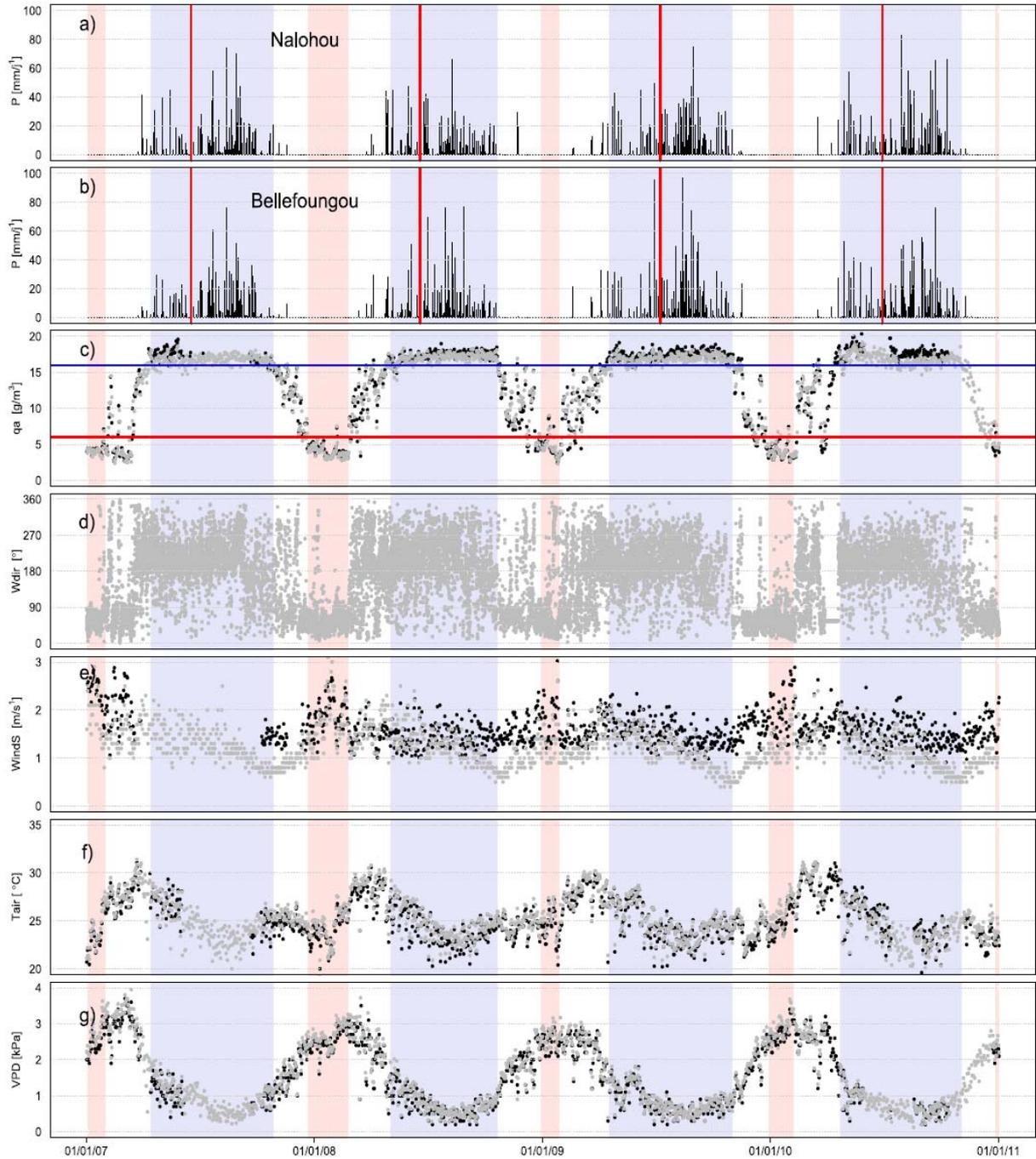


Fig. VI-2: évolution pluriannuelle des variables météorologiques sur les sites de Nalohou (gris) et Bellefougou (noir) près de Djougou (lon : 1.60° E ; lat 9.74° N ; Alt 449m ASL). Précipitations à Nalohou (a) et à Bellefougou (b), humidité spécifique (c), direction (d) et vitesse (e) du vent, Température de l'air (f) et déficit de pression de vapeur (g). Les zones rose et bleues identifient les périodes sèches et les périodes humides.



**Les fonctions  $m_1(\lambda)$  et  $m_2(\lambda)$**

L'équation de Lorenz-Lorentz qui relie l'indice de réfraction aux propriétés thermodynamiques de l'air s'écrit :

$$(n-1)\frac{n+1}{n^2+2} \approx \rho \quad (5.6)$$

La réfractivité définie comme  $10^6(n-1)$  s'exprime alors en fonction de ses contributions pour l'air sec ( $n_a$ ) et pour l'humidité ( $n_q$ ) :

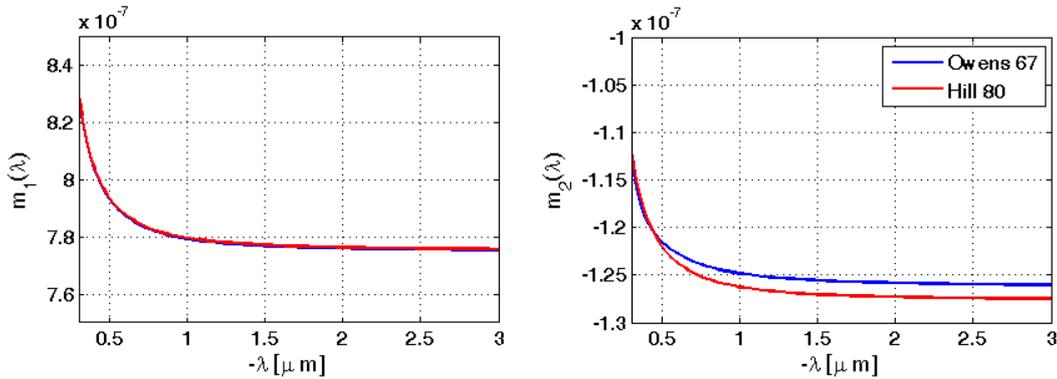
$$10^6(n-1) = n_a + n_q = m_1(\lambda)\frac{P-e}{T} + m_2(\lambda)\frac{e}{T} \quad (5.7)$$

Les fonctions  $m_1$  et  $m_2$  dans le domaine de optique ( $0.36 > \lambda_{opt} > 3 \mu\text{m}$ ) ont été estimées de manières empiriques par (Owens 1967). Leurs expressions sont données en fonction de la longueur d'onde ( $\lambda$  en  $\mu\text{m}$ ) par :

$$m_{1_v}(\lambda) = 0.237134 + \frac{68.39397}{130 - \lambda^{-2}} + \frac{0.45473}{38.9 - \lambda^{-2}} \quad (5.8)$$

$$m_{2_v}(\lambda) = 0.648731 + 0.0058058\lambda^{-2} - 0.000071150\lambda^{-4} + 0.000008851\lambda^{-6} \quad (5.9)$$

Ces fonctions sont tracées sur les courbes ci-dessous et montrent un comportement asymptotique pour le proche infrarouge. Au-delà de  $3 \mu\text{m}$ , de nombreuses bandes d'absorption affectent ces fonctions et il convient de calculer spécifiquement les valeurs de  $m_1$  et  $m_2$  (Hill, Clifford et al. 1980).



(6-2b) -6 -4 2 \_ 2 1 0.000008850 0.00007115- 0.0058058 648731 .0opt m

Pour des longueurs d'onde millimétriques ces fonctions ne dépendent que de la température et sont données par (Bean, Dutton et al. 1966):

$$m_{1_{mw}}(\lambda) = 0.776 \quad (5.10)$$

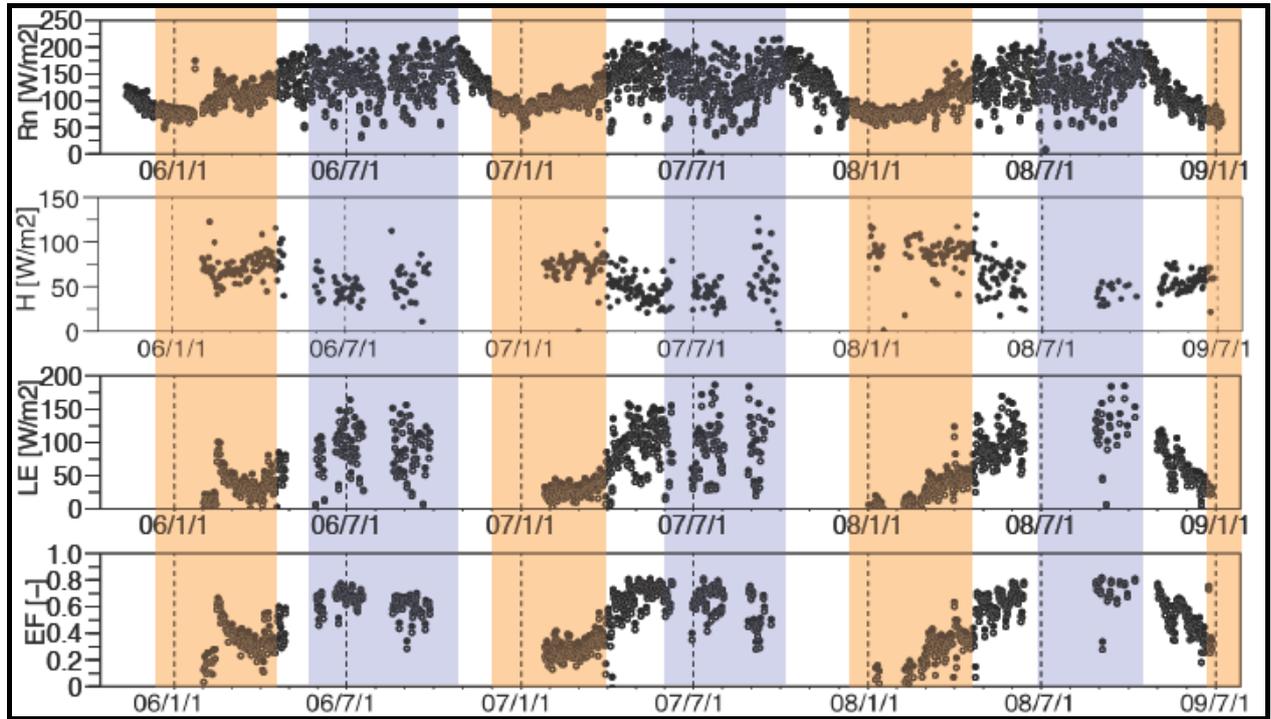
$$m_{2_{mw}}(\lambda) = 0.716 + \frac{3747}{T} \quad (5.11)$$

Les coefficients  $A_y = y \frac{\partial n}{\partial y}$  de l'équation (3.31) peuvent alors calculés et les ordres de grandeurs par classe de longueur d'onde sont donnés dans le tableau ci-dessous

**Tableau A3-1** : ordre de grandeur des coefficients AT, Aq, AP et de leur poids respectifs pour le calcul du paramètre de structure pour l'indice de réfraction de l'air. une longueur d'onde de 0.88mm a été utilisée dans le visible. tiré de (Ward 2013).

Scalar $y$	Mean $y$	Fluctuation $y'$	Relative fluctuation $y'/y$	Optical		Millimetre	
				$A_y$	$A_y y'/y$	$A_y$	$A_y y'/y$
$T$ [K]	288	1	$3 \times 10^{-3}$	$-2.70 \times 10^{-4}$	$-9 \times 10^{-7}$	$-4.13 \times 10^{-4}$	$-1.4 \times 10^{-6}$
$q$ [kg kg <sup>-1</sup> ]	$10^{-2}$	$10^{-4}$	$10^{-2}$	$-6.85 \times 10^{-7}$	$-6.9 \times 10^{-9}$	$7.14 \times 10^{-5}$	$7.1 \times 10^{-7}$
$p$ [Pa]	$10^5$	$10^{-2}$	$10^{-7}$	$2.70 \times 10^{-4}$	$2.7 \times 10^{-11}$	$3.40 \times 10^{-4}$	$3.4 \times 10^{-11}$

## Estimations des flux de chaleur sensible et chaleur latente obtenu par scintillométrie





### Schéma turbulent pour modélisation LES

En modélisation numérique, la résolution du modèle joue le rôle de filtre spatial. Ainsi, un modèle numérique défini par un maillage horizontal et vertical de taille  $\Delta x_i$  ne pourra pas résoudre les structures de tailles inférieures à  $\Delta x_i$ . Pour la modélisation LES, le formalisme du filtre spatiale noté  $\tilde{\cdot}$  (pour représenter une moyenne d'ensemble), a initialement été introduit par (Lilly 1966) et (Deardorff 1973) et est défini par :

$$\widetilde{f(\vec{x}, t)} = \frac{1}{\Delta x_i^3} \iint \int_0^{\Delta x_i} f(\vec{x} - \vec{\xi}, t) d\xi_i \quad (5.12)$$

Les équations de conservation filtrées (2.13), (2.26) à (2.29), s'écrivent en (5.13) à (5.15) en notation d'Einstein où les  $\cdot$  représentent les termes non résolus et ou les termes  $\widetilde{u_i' u_j'}$  et  $\widetilde{\theta' u_j'}$  sont les tenseurs sous maille. Un modèle de fermeture doit relier ces termes aux variables résolues par le modèle. La plupart des modèles LES relient ces termes à l'énergie cinétique turbulente dont l'équation filtrée est donnée en (5.16). Ces modèles sont dits d'ordre 1.5. Des modèles de fermeture plus élaborés résolvent les équations filtrées issues de (2.33) et (2.34) ces modèles sont dit d'ordre 2 comme celui décrit par (Mellor and Yamada 1974). Ils nécessitent d'exprimer les termes d'ordre 3 de ces équations en fonction des grandeurs résolues ou calculées explicitement par le modèle. Le modèle de fermeture du modèle MesoNH est celui de (Redelsperger and Sommeria 1981) et décrit succinctement ci-après.

$$\frac{\partial \widetilde{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (5.13)$$

$$\frac{d \widetilde{u}_i}{dt} = \nu \cdot \frac{\partial^2 \widetilde{u}_i}{\partial x_i^2} - \frac{1}{\rho_r} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \rho_r g_i + 2 \varepsilon_{ijk} \Omega_j \widetilde{u}_k - \frac{\partial \widetilde{u_i' u_j'}}{\partial x_j} \quad (5.14)$$

$$\frac{d \widetilde{\theta}}{dt} = \alpha_\theta \frac{\partial^2 \widetilde{\theta}}{\partial x_i^2} - \frac{\partial \widetilde{\theta' u_j'}}{\partial x_j} \quad (5.15)$$

$$\frac{\partial e_{tk}}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_r} \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho_r \cdot e_{tk} \cdot \widetilde{u}_j) - \widetilde{u_i' u_j'} \frac{\partial \widetilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{g}{\theta_r} \cdot \widetilde{u}_3 \theta_v - \frac{1}{\rho_r} \frac{\partial}{\partial x_i} \left( -C_k \cdot \rho_r \cdot l_k \cdot e_{tk}^{1/2} \cdot \widetilde{u}_j \cdot \frac{\partial e_{tk}}{\partial x_j} \right) - C_\varepsilon \cdot \frac{e_{tk}^{3/2}}{l_\varepsilon} \quad (5.16)$$

Dans l'éq. (5.16)  $\theta_v$  est la température potentielle virtuelle,  $\theta_r$  et  $\rho_r$  sont les profils de température et de densité de référence;  $g$  est l'accélération due à la pesanteur;  $C_k$  ( $= 0.2$ ) et  $C_\varepsilon$  ( $= 0.845$ ) sont des constantes de fermeture obtenues pour une turbulence homogène et isotrope (Cheng, Canuto et al. 2002). Afin de réduire la production d'énergie cinétique turbulente dans la couche de surface, (Redelsperger, Mahé et al. 2001) ont modifié les expressions de la longueur de mélange  $l_k$  et la longueur de dissipation  $l_\varepsilon$  initialement proposée par (Deardorff 1980). Ces longueurs sont donnés respectivement dans les équations (5.17) et (5.18) dans lesquelles  $A = \kappa_0^{3/2} \kappa_k C_\varepsilon = \kappa_k / \kappa_0^{1/2} C_k$  avec  $\kappa_k = 0.4$  et  $\kappa_0 = 0.55$  respectivement les constantes de Karman et de Kolmogorov.  $\gamma$  varie entre 0 et 1 et assure la transition entre la couche superficielle ( $\gamma = 0$ ) et la couche de mélange ( $\gamma = 1$ ).  $f_{kLMO}$  et  $f_{\varepsilon LMO}$  sont deux fonctions de la stabilité  $\zeta$  qui assurent la dépendance à la longueur de Monin-Obukhov. Leurs formulations sont donnés dans (Redelsperger, Mahé et al. 2001).  $\Delta$  est la racine cubique de volume de grille ( $\Delta$

$=(\Delta x \cdot \Delta y \cdot \Delta z)^{1/3}$ ). Dans (5.16) le terme de dissipation est exprimé en fonction de l'énergie cinétique turbulente comme cela a été proposé initialement par (Lilly 1966)

$$l_k = (1 - \gamma) \cdot A \cdot z \cdot f_{kL_{MO}} \cdot \zeta + \gamma \cdot \Delta \quad (5.17)$$

$$l_\varepsilon = (1 - \gamma) \cdot A \cdot z \cdot f_{\varepsilon L_{MO}} \cdot \zeta + \gamma \cdot \Delta \quad (5.18)$$

$$\varepsilon = C_\varepsilon \cdot \frac{e_{tk}^{3/2}}{l_\varepsilon} \quad (5.19)$$

Le schéma sous-maille de (Redelsperger, Mahé et al. 2001) est construit sur les développements initié par (Smagorinsky 1963) et amélioré par (Lilly 1966; Deardorff 1973), où les variances et les flux sont exprimés en fonction du gradient des valeurs moyennes. Les équations (5.20) à (5.24) donnent les expressions pour les termes sous mailles en fonction des termes résolus.  $C_1$  et  $C_2$  sont des constantes numériques. (Cheng, Canuto et al. 2002) donnent  $C_1 = 2/3 \cdot C \cdot C_\theta = 2/3 \cdot C \cdot C_q$  et  $C_2 = 2/3 \cdot C \cdot C_{\theta q}$  où  $C = 4.65$  et  $C_\theta = C_q = C_{\theta q} = 0.98$ .  $\phi_1$ ,  $\phi_2$ ,  $\psi_1$  et  $\psi_2$  sont égales à 1 et  $\psi_3$  et  $\phi_3$  sont des fonction de la stabilité  $\zeta$  (Redelsperger and Sommeria 1981).

$$\widetilde{u_i u_j} = C_k \cdot l_k \cdot e_{tk}^{1/2} \cdot \frac{\partial \widetilde{u_i}}{\partial x_j} \cdot \phi_3 \quad (5.20)$$

$$\widetilde{u_i \theta} = \left(1 + \frac{2 \cdot l_k}{\Delta}\right) \cdot C_k \cdot l_k \cdot e_{tk}^{1/2} \cdot \left(\frac{\partial \widetilde{\theta}}{\partial x_i}\right) \cdot \phi_3 \quad (5.21)$$

$$\widetilde{\theta^2} = C_1 \cdot l_k \cdot l_\varepsilon \cdot \left(\frac{\partial \widetilde{\theta}}{\partial x_i} \cdot \frac{\partial \widetilde{\theta}}{\partial x_i}\right) \cdot \phi_i \quad (5.22)$$

$$\widetilde{q^2} = C_1 \cdot l_k \cdot l_\varepsilon \cdot \left(\frac{\partial \widetilde{q}}{\partial x_i} \cdot \frac{\partial \widetilde{q}}{\partial x_i}\right) \cdot \psi_i \quad (5.23)$$

$$\widetilde{\theta^i q^j} = C_2 \cdot l_k \cdot l_\varepsilon \cdot \left(\frac{\partial \widetilde{\theta}}{\partial x_i} \cdot \frac{\partial \widetilde{q}}{\partial x_j}\right) \cdot (\phi_i + \psi_j) \quad (5.24)$$

## VII. References Citées

- Ahrends, H. E., S. F. Oberbauer, et al. (2012). Small-scale albedo-temperature relationship contrast with large-scale relations in Alaskan acidic tussock tundra.
- Allen, R. G., L. S. Pereira, et al. (1998 ). Crop evapotranspiration - Guidelines for computing crop water requirements - FAO Irrigation and drainage - paper 56. Rome, FAO - Food and Agriculture Organization of the United Nations.
- Allen, R. G., W. O. Pruitt, et al. (2006). "A recommendation on standardized surface resistance for hourly calculation of reference ETo by the FAO56 Penman-Monteith method." Agricultural Water Management **81**(1-2): 1-22.
- Anderson, M. C., W. P. Kustas, et al. (2011). "Mapping daily evapotranspiration at field to continental scales using geostationary and polar orbiting satellite imagery." Hydrol. Earth Syst. Sci. **15**(1): 223-239.
- Andreas, E. L. (1988). "Atmospheric stability from scintillation measurements." Applied optics **27**(11): 2241-2246.
- Andreas, E. L. (1989). "Two-Wavelength Method of Measuring Path-Averaged Turbulent Surface Heat Fluxes." Journal of Atmospheric and Oceanic Technology **6**(2): 280-292.
- Andreas, E. L. (1990). "Three-Wavelength Method of Measuring Path-Averaged Turbulent Heat Fluxes." Journal of Atmospheric and Oceanic Technology **7**(6): 801-814.
- Andriessse, W., L. O. Fresco, et al. (1994). "Multi-scale characterization of inland valley agroecosystems in West Africa." NJAS Wagening. J. Life Sci. **42**(2): 159-179.
- Arakawa, A. (1972). Design of the UCLA general circulation model. Los Angeles, CA - United States, NASA: pp. 124.
- Atchley, A. and R. Maxwell (2011). "Influences of subsurface heterogeneity and vegetation cover on soil moisture, surface temperature and evapotranspiration at hillslope scales." Hydrogeology Journal **19**: 289-305.
- Aubinet, M. and C. Feigenwinter (2010). "Direct CO2 advection measurements and the night flux problem." Agricultural and Forest Meteorology **150**(5): 651-654.
- Aubinet, M., C. Feigenwinter, et al. (2010). "Direct advection measurements do not help to solve the night-time CO2 closure problem: Evidence from three different forests." Agricultural and Forest Meteorology **150**(5): 655-664.
- Aubinet, M., A. Grelle, et al. (2000). "Estimates of the Annual Net Carbon and Water Exchange of Forests: The EUROFLUX Methodology." Advances in Ecological Research **30**: 113-175.
- Aubinet, M., T. Vesala, et al. (2012). Eddy covariance: a practical guide to measurement and data analysis, Springer.
- Avila, R., J. Vernin, et al. (1997). "Whole atmospheric-turbulence profiling with generalized scidar." **36**: 7898-7905.
- Ball, J. T., I. E. Woodrow, et al. (1987). A Model Predicting Stomatal Conductance and its Contribution to the Control of Photosynthesis under Different Environmental Conditions. Progress in Photosynthesis Research: Volume 4 Proceedings of the VIIth International Congress on Photosynthesis Providence, Rhode Island, USA, August 10–15, 1986. J. Biggins. Dordrecht, Springer Netherlands: 221-224.

- Barr, A. G., K. Morgenstern, et al. (2006). "Surface energy balance closure by the eddy-covariance method above three boreal forest stands and implications for the measurement of the CO<sub>2</sub> flux." Agricultural and Forest Meteorology **140**(1–4): 322-337.
- Bastiaanssen, W. G. M., M. Menenti, et al. (1998). "A remote sensing surface energy balance algorithm for land (SEBAL). 1. Formulation." Journal of Hydrology **212–213**: 198-212.
- Bastiaanssen, W. G. M., H. Pelgrum, et al. (1998). "A remote sensing surface energy balance algorithm for land (SEBAL).: Part 2: Validation." Journal of Hydrology **212–213**: 213-229.
- Batra, N., S. Islam, et al. (2006). "Estimation and comparison of evapotranspiration from MODIS and AVHRR sensors for clear sky days over the Southern Great Plains." Remote Sensing of Environment **103**(1): 1-15.
- Bean, B. R., E. J. Dutton, et al. (1966). Radio Meteorology, Superintendent of Documents, U.S. Government Print. Office.
- Beyrich, F., J. Bange, et al. (2012). "Towards a Validation of Scintillometer Measurements: The LITFASS-2009 Experiment." Boundary-Layer Meteorology **144**(1): 83-112.
- Bisht, G., V. Venturini, et al. (2005). "Estimation of the net radiation using MODIS (Moderate Resolution Imaging Spectroradiometer) data for clear sky days." Remote Sensing of Environment **97**(1): 52-67.
- Blein, S. (2016). Observation et modélisation de couche limite atmosphérique stable en relief complexe : le processus turbulent d'écoulement catabatique. Grenoble, Univ. Grenoble Alpes. **PhD**: 232 pp.
- Blumen, W., R. Banta, et al. (2001). "Turbulence statistics of a Kelvin–Helmholtz billow event observed in the night-time boundary layer during the Cooperative Atmosphere–Surface Exchange Study field program." Dynamics of Atmospheres and Oceans **34**(2–4): 189-204.
- Boko, M., N. C., et al. (2007). Africa: Climate Change 2007: Impacts, Adaptation and Vulnerability. Contribution of Working Group II to the Fourth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change. Parry M. L., Canziani, O.F., Palutikof, J.P., van den Linde, P.J. Hanson, C.E. Ed.: pp. 433 - 467.
- Boone, A., B. Decharme, et al. (2009). "The AMMA Land Surface Model Intercomparison Project (ALMIP)." Bulletin of the American Meteorological Society **90**(12): 1865-1880.
- Boone, A., C. Peugeot, et al. (2011). African Monsoon Multidisciplinary Analysis (AMMA) Land Surface Model Intercomparison Project Phase 2 (ALMIP-2). WCRP Open Science Conference. Denver, CO, USA, 22-25 Oct. 2011.
- Boone, A., C. Peugeot, et al. (2012). ALMIP2: Whitepaper.
- Bou-Zeid, E., C. Meneveau, et al. (2004). "Large-eddy simulation of neutral atmospheric boundary layer flow over heterogeneous surfaces: Blending height and effective surface roughness." Water Resources Research **40**(2): n/a-n/a.
- Bou-Zeid, E., M. B. Parlange, et al. (2007). "On the Parameterization of Surface Roughness at Regional Scales." Journal of the Atmospheric Sciences **64**(1): 216-227.
- Bouin, M. N., D. Legain, et al. (2012). "Using Scintillometry to Estimate Sensible Heat Fluxes over Water: First Insights." Boundary-Layer Meteorology **143**(3): 451-480.
- Boulain, N., B. Cappelaere, et al. (2009). "Towards an understanding of coupled physical and biological processes in the cultivated Sahel - 2. Vegetation and carbon dynamics." Journal of Hydrology **375**(1-2): 190-203.
- Brabant (1998). Le sol des forêts claires du Cameroun, Exemple d'un site représentatif en vue de la cartographie des sols et de l'évaluation des terres, IRD.
- Brutsaert, W. (1982). Evaporation into the Atmosphere : Theory, History and Applications, Springer.
- Burba, G. (2013). Eddy covariance method for scientific, industrial, agricultural, and regulatory applications : a field book on measuring ecosystem gas exchange and areal emission rates. Lincoln, Nebraska, LI-COR Biosciences.

- Businger, J. A., J. C. Wyngaard, et al. (1971). "Flux-profile relationships in the atmospheric surface layer." Journal of the Atmospheric Sciences **28**: 181-189.
- Caird, M. A., J. H. Richards, et al. (2007). "Nighttime Stomatal Conductance and Transpiration in C3 and C4 Plants." Plant Physiol. **143**: 4-10.
- Carlson, T. N., R. R. Gillies, et al. (1994). "A method to make use of thermal infrared temperature and NDVI measurements to infer surface soil water content and fractional vegetation cover." Remote Sensing Reviews **9**(1-2): 161-173.
- Cervigni, R., R. Liden, et al. (2015). Enhancing the Climate Resilience of Africa's Infrastructure: The Power and Water Sectors, The World Bank. . <http://elibrary.worldbank.org/doi/book/10.1596/978-1-4648-0466-3>.
- Changnon, S. A. (1981). Metromex, a Review and Summary. , AMS, Boston, MA, , AMS.
- Charney, J. G. (1975). "Dynamics of deserts and drought in the Sahel." Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society **101**(428): 193-202.
- Cheinet, S. and A. P. Siebesma (2009). "Variability of Local Structure Parameters in the Convective Boundary Layer." Journal of the Atmospheric Sciences **66**(4): 1002-1017.
- Cheng, Y., V. M. Canuto, et al. (2002). "An Improved Model for the Turbulent PBL." Journal of the Atmospheric Sciences **59**(9): 1550-1565.
- Choudhury, B. J. (1987). "Relationships between vegetation indices, radiation absorption, and net photosynthesis evaluated by a sensitivity analysis." Remote Sensing of Environment **22**(2): 209-233.
- Clifford, S. F., G. R. Ochs, et al. (1974). "Saturation of optical scintillation by strong turbulence." J. Opt. Soc. Am. **64**(2): 148-154.
- Clifford, S. F. and H. T. Yura (1974). "Equivalence of two theories of strong optical scintillation." Journal of the Optical Society of America **64**(12): 1641-1644.
- Coburn, D., D. Garnier, et al. (2005). A single star SCIDAR system for profiling atmospheric turbulence. SAR Image Analysis, Modeling, and Techniques VII. **5981**: 105-114.
- Cohard, J.-M., M. Descloitres, et al. (2010). Observation of the impact of both geology and vegetation environment on evapotranspiration regime: a case study under sudanian climate. AGU Fall Meeting. San-Francisco, California, USA.
- Cohard, J.-M., F. Rodriguez, et al. (2017). "Energy and water budgets analysis of an asphalt concrete pavement under simulated rain events." Urban Climate: Submitted.
- Cohard, J. M., H. Barral, et al. (2015). Derivation of a footprint function designed for scintillometers over complex terrain. . AGU Fall Meeting. San Francisco (CA), USA.
- Cohard, J. M., H. Barral, et al. (2017). "Derivation of a footprint function designed for scintillometers over complex terrain. ." Bound.-Layer Meteorol. (in prep.).
- Cohard, J. M. and S. Galle (2012). d and z0 estimates for different landcover over the Donga Catchment in Benin (sudanian climate) i. report. Grenoble, Univ. Joseph Fourier: 7 pp.
- Cohard, J. M. and S. Galle (2012). Flux station footprint analysis over the Donga Catchment in Benin (sudanian climate). i. report. Grenoble, Univ. Joseph Fourier: 13 pp.
- Cohard, J. M., C. Peugeot, et al. (2014). On the ability of surface models to reproduce soil moisture dependencies over west Africa : The Almip Experiments. AGU Fall Meeting. San-Francisco (CA), USA.
- Collatz, G., M. Ribas-Carbo, et al. (1992). "Coupled Photosynthesis-Stomatal Conductance Model for Leaves of C<sub>4</sub> Plants." Functional Plant Biology **19**(5): 519-538.
- Conway, D., A. Persechino, et al. (2009). "Rainfall and Water Resources Variability in Sub-Saharan Africa during the Twentieth Century." Journal of Hydrometeorology **10**(1): 41-59.
- Cook, K. H. and E. K. Vizy (2006). "Coupled Model Simulations of the West African Monsoon System: Twentieth- and Twenty-First-Century Simulations." Journal of Climate **19**(15): 3681-3703.
- Corrsin, S. (1951). "On the Spectrum of Isotropic Temperature Fluctuations in an Isotropic Turbulence." Journal of Applied Physics **22**(4): 469-473.

- Courault, D., B. Seguin, et al. (2005). "Review on estimation of evapotranspiration from remote sensing data: From empirical to numerical modeling approaches." Irrigation and Drainage Systems **19**(3): 223-249.
- CSAO (2012). Compte rendu du forum du club du sahel et de l'Afrique de l'Ouest, Peuplement, marché et sécurité alimentaire. Ouagadougou, CSAO: 1-16.
- Culf, A., T. Foken, et al. (2004). The Energy Balance Closure Problem. Vegetation, Water, Humans and the Climate. P. Kabat, M. Claussen, P. Dirmeyer et al, Springer Berlin Heidelberg: 159-166.
- Cuxart, J., P. Bougeault, et al. (2000). "A turbulence scheme allowing for mesoscale and large-eddy simulations." Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society **126**(562): 1-30.
- Cuxart, J. and M. A. Jimenez (2006). "Mixing Processes in a Nocturnal Low-Level Jet: An LES Study." Journal of the Atmospheric Sciences **64**(5): 1666-1679.
- de Albuquerque, C. (2014). Realizing the human rights to water and sanitation: A Handbook, UNHR.
- De Bruin, H. (2002). "Introduction: Renaissance of Scintillometry." Boundary-Layer Meteorology **105**(1): 1-4.
- De Bruin, H. A. R., W. M. L. Meijninger, et al. (2002). "Displaced-Beam Small Aperture Scintillometer Test. Part I: The Wintex Data-Set." Boundary-Layer Meteorology **105**(1): 129-148.
- de Wit, C. T. (1965). Photosynthesis of leaf canopies. Wageningen, Centre for Agricultural Publications and Documentation: pp. 63.
- Deardorff, J. W. (1972). "Parameterization of the Planetary Boundary layer for Use in General Circulation Models." Monthly Weather Review **100**(2): 93-106.
- Deardorff, J. W. (1973). "The Use of Subgrid Transport Equations in a Three-Dimensional Model of Atmospheric Turbulence." Journal of Fluids Engineering **95**(3): 429-438.
- Deardorff, J. W. (1980). "Stratocumulus-capped mixed layers derived from a three-dimensional model." Boundary-Layer Meteorology **18**(4): 495-527.
- Degeffie, D. T., T. S. El-Madany, et al. (2015). "Microphysics and energy and water fluxes of various fog types at SIRTA, France." Atmospheric Research **151**: 162-175.
- Delay, F., N. Arnaud, et al. (2014). Bilan et Prospective 2013-2017 de la Commission spécialisée Surfaces et Interfaces Continentales de l'Institut national des sciences de l'Univers. CNRS, INSU-CNRS.
- Descloitres, M., L. Séguis, et al. (2011). "The contribution of MRS and resistivity methods to the interpretation of Actual Evapo-Transpiration measurements: a case study in metamorphic context in north Bénin." Near surface geophysics **9**(2): 187-200.
- Descroix, L., P. Genthon, et al. (2012). "Change in Sahelian Rivers hydrograph: The case of recent red floods of the Niger River in the Niamey region." Global and Planetary Change **98-99**: 18-30.
- Descroix, L., G. Mahé, et al. (2009). "Spatio-temporal variability of hydrological regimes around the boundaries between Sahelian and Sudanian areas of West Africa : a synthesis." Journal of Hydrology **375**: 90-102.
- Di Baldassarre, G., A. Montanari, et al. (2010). "Flood fatalities in Africa: From diagnosis to mitigation." Geophysical Research Letters **37**(22): n/a-n/a.
- Dingman, S. L. (2002). Physical Hydrology, Prentice Hall.
- Doukouré, M. (2011). Variabilité des flux turbulents de surface au sein du bassin versant d'Ara au Bénin. Terre Univers Environnement. Grenoble, France, Université de Grenoble. **PhD Thesis**: 144 pp.
- Doukouré, M., S. Anquetin, et al. (2009). turbulent flux variability within the heterogeneous Ara Catchment in Benin: A numerical study using the LES MesoNH model. 3ème Conférence Internationale AMMA. Ouagadougou (Burkina-Faso), 20-24 July 2009.

- Douville, H., S. Conil, et al. (2007). "Soil moisture memory and West African monsoon predictability: artefact or reality?" *Climate Dynamics* **28**(7-8): 723-742.
- Dupont, S., J.-M. Bonnefond, et al. (2011). "Long-distance edge effects in a pine forest with a deep and sparse trunk space: In situ and numerical experiments." *Agricultural and Forest Meteorology* **151**(3): 328-344.
- Dupont, S., M. Irvine, et al. (2012). "Turbulent Structures in a Pine Forest with a Deep and Sparse Trunk Space: Stand and Edge Regions." *Boundary-Layer Meteorology* **143**(2): 309-336.
- Dyer, A. J. and T. V. Crawford (1965). "Observations of the modification of the microclimate at a leading edge." *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* **91**(389): 345-348.
- Eckman, R. M. (1994). "Re-examination of empirically derived formulas for horizontal diffusion from surface sources." *Atmospheric Environment* **28**(2): 265-272.
- Eder, F., M. Schmidt, et al. (2014). "Mesoscale Eddies Affect Near-Surface Turbulent Exchange: Evidence from Lidar and Tower Measurements." *Journal of Applied Meteorology and Climatology* **54**(1): 189-206.
- Eigenmann, R., N. Kalthoff, et al. (2011). "Surface energy balance and turbulence network during the Convective and Orographically-induced Precipitation Study (COPS)." *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* **137**(S1): 57-69.
- Ek, M. B. and A. A. M. Holtslag (2004). "Influence of Soil Moisture on Boundary Layer Cloud Development." *Journal of Hydrometeorology* **5**(1): 86-99.
- Eltahir, E. A. B. (1998). "A Soil Moisture–Rainfall Feedback Mechanism: 1. Theory and observations." *Water Resources Research* **34**(4): 765-776.
- Eugster, W., R. Burkard, et al. (2006). "Characteristics of fog and fogwater fluxes in a Puerto Rican elfin cloud forest." *Agricultural and Forest Meteorology* **139**(3–4): 288-306.
- Eva, H. D., A. Brink, et al. (2006). Monitoring land cover dynamics in sub-Saharan Africa., Inst. Environ. Sustain. Tech Rep. **EUR 22498**.
- Evans, J. G. and H. A. R. De Bruin (2011). "The Effective Height of a Two-Wavelength Scintillometer System." *Boundary-Layer Meteorology* **141**(1): 165-177.
- Ezzahar, J., A. Chehbouni, et al. (2009). "Combining scintillometer measurements and an aggregation scheme to estimate area-averaged latent heat flux during the AMMA experiment." *Journal of Hydrology* **375**(1–2): 217-226.
- Fairall, C. W. (1987). "A Top-Down and Bottom-Up Diffusion Model of CT2 and CQ2 in the Entraining Convective Boundary Layer." *Journal of the Atmospheric Sciences* **44**(6): 1009-1017.
- Fan, Y., H. Li, et al. (2013). "Global Patterns of Groundwater Table Depth." *Science* **339**(6122): 940-943.
- Farquhar, G. D., S. von Caemmerer, et al. (1980). "A biochemical model of photosynthetic CO<sub>2</sub> assimilation in leaves of C<sub>3</sub> species." *Planta* **149**(1): 78-90.
- Feigenwinter, C., C. Bernhofer, et al. (2008). "Comparison of horizontal and vertical advective CO<sub>2</sub> fluxes at three forest sites." *Agricultural and Forest Meteorology* **148**(1): 12-24.
- Feng, W., M. Zhong, et al. (2013). "Evaluation of groundwater depletion in North China using the Gravity Recovery and Climate Experiment (GRACE) data and ground-based measurements." *Water Resources Research* **49**(4): 2110-2118.
- Finnigan, J. (2004). "The footprint concept in complex terrain." *Agricultural and Forest Meteorology* **127**(3-4): 117-129.
- Finnigan, J. J. and S. E. Belcher (2004). "Flow over a hill covered with a plant canopy." *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* **130**(596): 1-29.
- Foken, T. and C. J. Nappo (2008). *Micrometeorology*, Springer Berlin Heidelberg.
- Foken, T., F. Wimmer, et al. (2006). "Some aspects of the energy balance closure problem." *Atmos. Chem. Phys.* **6**(12): 4395-4402.

- Frenken, K. and V. Gillet (2012). Irrigation water requirement and water withdrawal by country, FAO: 41 pps.
- Friedl, M. A. (2002). "Forward and inverse modeling of land surface energy balance using surface temperature measurements." Remote Sensing of Environment **79**(2–3): 344-354.
- Fritts, D. C. and P. K. Rastogi (1985). "Convective and dynamical instabilities due to gravity wave motions in the lower and middle atmosphere: Theory and observations." Radio Science **20**(6): 1247-1277.
- Froidevaux, M., C. W. Higgins, et al. (2013). "A Raman lidar to measure water vapor in the atmospheric boundary layer." Advances in Water Resources **51**: 345-356.
- Fuchs, A., M. Tallon, et al. (1998). "Focusing on a turbulent layer: Principle of the "Generalized SCIDAR"." **110**(743): 86-91.
- Furger, M., J. Dommen, et al. (2000). "The VOTALP Mesolcina Valley Campaign 1996 – concept, background and some highlights." Atmospheric Environment **34**(9): 1395-1412.
- Galle, S., O. Mamadou, et al. (2014). Impact of land use changes on surface feedbacks in sudanian region of West Africa. AGU Fall meeting. San-Francisco (CA), USA.
- Garnier, D., D. Coburn, et al. (2005). Single star SCIDAR for profiling. Atmospheric and Environmental Remote Sensing Data Processing and Utilization: Numerical Atmospheric Prediction and Environmental Monitoring. **5891**: 20-26.
- Gash, J. H. C., P. Kabat, et al. (1997). "HAPEX-Sahel The variability of evaporation during the HAPEX-Sahel Intensive Observation Period." Journal of Hydrology **188**: 385-399.
- Getirana, A. C. V., A. Boone, et al. (2014). "Evaluating LSM-Based Water Budgets over a West African Basin Assisted with a River Routing Scheme." Journal of Hydrometeorology **15**(6): 2331-2346.
- Gioia, G., N. Guttenberg, et al. (2010). "Spectral Theory of the Turbulent Mean-Velocity Profile." Physical Review Letters **105**(18): 184501.
- Gleeson, T., Y. Wada, et al. (2012). "Water balance of global aquifers revealed by groundwater footprint." Nature **488**(7410): 197-200.
- Göckede, M., T. Foken, et al. (2008). "Quality control of CarboEurope flux data &ndash; Part 1: Coupling footprint analyses with flux data quality assessment to evaluate sites in forest ecosystems." Biogeosciences **5**(2): 433-450.
- Goode, K. and S. E. Belcher (1999). "On the Parameterisation of the Effective Roughness Length for Momentum Transfer over Heterogeneous Terrain." Boundary-Layer Meteorology **93**(1): 133-154.
- Green, A. E., M. S. Astill, et al. (2001). "Path-averaged surface fluxes determined from infrared and microwave scintillometers." Agricultural and Forest Meteorology **109**(3): 233-247.
- Green, A. E., S. R. Green, et al. (2000). "Estimating Latent heat flux from a vineyard using scintillometry." TAO **11**(2): 525-542.
- Grimmond, C. S. B. and T. R. Oke (2002). "Turbulent Heat Fluxes in Urban Areas: Observations and a Local-Scale Urban Meteorological Parameterization Scheme (LUMPS)." Journal of Applied Meteorology **41**(7): 792-810.
- Groenendijk, M., A. J. Dolman, et al. (2011). "Assessing parameter variability in a photosynthesis model within and between plant functional types using global Fluxnet eddy covariance data." Agricultural and Forest Meteorology **151**(1): 22-38.
- Guyot, A. (2010). Estimation de l'évapotranspiration sur un couvert complexe par utilisation de la scintillométrie infrarouge. Application à un bassin versant en zone soudano-sahélienne (Bénin). Terre Univers Environnement. Grenoble, France, Université de Grenoble. **PhD Thesis**: 228 pp.
- Guyot, A., J.-M. Cohard, et al. (2009). Three years of Large Aperture Scintillometer measurements over a patchy savanna in West Africa. EGU General assembly. Wien.
- Guyot, A., J.-M. Cohard, et al. (2012). "Long-term observations of turbulent fluxes over heterogeneous vegetation using scintillometry and additional observations: A

- contribution to AMMA under Sudano-Sahelian climate." Agricultural and Forest Meteorology **154–155**(0): 84-98.
- Guyot, A., J.-M. Cohard, et al. (2009). "Combined analysis of energy and water balances to estimate latent heat flux of a sudanian small catchment." Journal of Hydrology **375**(1-2): 227-240.
- Hanlon, P., R. Madel, et al. (2013). Food, Water and Energy: Know the nexus, GRACE Communications Foundation.
- Hartogensis, O. K., H. A. R. De Bruin, et al. (2002). "Displaced-Beam Small Aperture Scintillometer Test. Part II: Cases-99 Stable Boundary-Layer Experiment." Boundary-Layer Meteorology **105**(1): 149-176.
- Hartogensis, O. K., C. J. Watts, et al. (2003). "Derivation of an effective height for scintillometers: La Poza Experiment in Northwest Mexico." Journal of Hydrometeorology **4**: 915 - 928.
- Hector, B., J. M. Cohard, et al. (2016). "How do West-African inland valleys produce streamflow? Insights gained from a critical zone model." Hydrol. Earth Syst. Sci.: (Submitted).
- Hector, B., J. M. Cohard, et al. (2016). "Hydrological functioning of West-African inland valleys explored with a critical zone model." HESS In prep.
- Hector, B., J. Hinderer, et al. (2013). "Hydro-gravimetry in West-Africa: first results from the Djougou (Bénin) superconducting gravimeter." Journal of Geodynamic: Submit.
- Hector, B., L. Seguis, et al. (2015). "Water storage changes as a marker for base flow generation processes in a tropical humid basement catchment (Benin): Insights from hybrid gravimetry." Water Resources Research **51**(10): 8331-8361.
- Hector, B., L. Séguis, et al. (2013). "Gravity effect of water storage changes in a weathered hard-rock aquifer in West Africa: results from joint absolute gravity, hydrological monitoring and geophysical prospection." Geophysical Journal International **194**(2): 737-750.
- Henderson-Sellers, A., P. Irannejad, et al. (2003). "Predicting land-surface climates-better skill or moving targets?" Geophys. Res. Lett. **30**(14): 1777.
- Heusinkveld, B. G., A. F. G. Jacobs, et al. (2004). "Surface energy balance closure in an arid region: role of soil heat flux." Agricultural and Forest Meteorology **122**(1-2): 21-37.
- Higgins, C. W., E. Pardyjak, et al. (2013). "Measured and Estimated Water Vapor Advection in the Atmospheric Surface Layer." Journal of Hydrometeorology **14**(6): 1966-1972.
- Hill, R. J. (1992). "Review of optical scintillation methods of measuring the refractive-index spectrum, inner scale and surface fluxes." Waves in Random and Complex Media **2**(3): 179 - 201.
- Hill, R. J., R. Bohlander, et al. (1988). "Turbulence-induced millimeter-wave scintillation compared with micrometeorological measurements." IEEE Trans. on Geosci. and Remote sensing **26**: 330-341.
- Hill, R. J. and S. F. Clifford (1978). "Modified spectrum of atmospheric temperature fluctuations and its application to optical propagation." Journal of the Optical Society of America **68**(7): 892-899.
- Hill, R. J., S. F. Clifford, et al. (1980). "Refractive-index and absorption fluctuations in the infrared caused by temperature, humidity, and pressure fluctuations." J. Opt. Soc. Am. **70**(10): 1192-1205.
- Hinderer, J., J. Pfeffer, et al. (2012). "Land Water Storage Changes from Ground and Space Geodesy: First Results from the GHYRAF (Gravity and Hydrology in Africa) Experiment." Pure and Applied Geophysics **169**(8): 1391-1410.
- Hoch, S. W. and C. D. Whiteman (2010). "Topographic Effects on the Surface Radiation Balance in and around Arizona's Meteor Crater." Journal of Applied Meteorology and Climatology **49**(6): 1114-1128.
- Hoekstra, A. Y. (2013). The Water Footprint of Modern Consumer Society, Routledge.

- Horst, T. W. and J. C. Weil (1992). "Footprint estimation for scalar flux measurements in the atmospheric surface layer." Boundary-Layer Meteorology **59**(3): 279-296.
- Hsieh, C.-I., G. Katul, et al. (2000). "An approximate analytical model for footprint estimation of scalar fluxes in thermally stratified atmospheric flows." Advances in Water Resources **23**: 765-772.
- Hsieh, C.-I., G. Katul, et al. (1997). "The Lagrangian stochastic model for fetch and latent heat flux estimation above uniform and nonuniform terrain." Water Resources Research **33**: 427-438.
- Humes, K. S., W. P. Kustas, et al. (1994). "Use of remote sensing and reference site measurements to estimate instantaneous surface energy balance components over a semiarid rangeland watershed." Water Resources Research **30**(5): 1363-1373.
- Huntington, T. G. (2006). "Evidence for intensification of the global water cycle: Review and synthesis." Journal of Hydrology **319**(1-4): 83-95.
- Intsiful, J. and H. Kunstmann (2008). "Upscaling of Land-Surface Parameters Through Inverse Stochastic SVAT-Modelling." Boundary-Layer Meteorology **129**(1): 137-158.
- Irvine, M., J.-P. Lagouarde, et al. (2010). Scintillometry integrated surface sensible and latent heat fluxes over a young pine stand. 29th Conference on Agricultural and Forest Meteorology, AMS, Keystone (USA).
- Irvine, M., J. P. Lagouarde, et al. (2011). Variations in Cn2 measured by LAS scintillometry over the city of Nantes during the FluxSAP 2010 measurement campaign 3rd scintillometer workshop. Wageningen, The Netherland.
- Irvine, M., J. P. Lagouarde, et al. (2002 ). Spectral analyses of optical scintillation: refraction and absorption components in an urban zone. 4. Symposium on the Urban Environment, Norfolk (USA).
- Jacobsen, A. (1999). "Estimation of the soil heat flux/net radiation ratio based on spectral vegetation indexes in high-latitude Arctic areas." International Journal of Remote Sensing **20**(2): 445-461.
- Janicot, S., G. Caniaux, et al. (2011). "Intra-seasonal variability of the West African monsoon." Atmospheric Science Letters **12**(1): 58-66.
- Jarvis, P. G. and K. G. McNaughton (1986). Stomatal Control of Transpiration: Scaling Up from Leaf to Region. Advances in Ecological Research. A. MacFadyen and E. D. Ford, Academic Press. **Volume 15**: 1-49.
- Jeromin, A., A. P. Schaffarczyk, et al. (2014). "Highly resolved measurements of atmospheric turbulence with the new 2d-Atmospheric Laser Cantilever Anemometer." Journal of Physics: Conference Series **555**(1): 012054.
- Jiang, H., G. Feingold, et al. (2010). "Effect of Aerosol on the Susceptibility and Efficiency of Precipitation in Warm Trade Cumulus Clouds." Journal of the Atmospheric Sciences **67**(11): 3525-3540.
- Judex, M., H.-P. Thamm, et al. (2009). IMPETUS : Atlas du Bénin Résultats de recherche 2000-2007. Allemagne, Département de Géographie, Université de Bonn.
- Jung, M., M. Reichstein, et al. (2010). "Recent decline in the global land evapotranspiration trend due to limited moisture supply." Nature **467**(7318): 951-954.
- Kabat, P., A. J. Dolman, et al. (1997). "HAPEX-SahelEvaporation, sensible heat and canopy conductance of fallow savannah and patterned woodland in the Sahel." Journal of Hydrology **188**: 494-515.
- Kaimal, J. C. and J. J. Finnigan (1994). Atmospheric Boundary Layer Flows, Oxford University Press.
- Kaimal, J. C., J. C. Wyngaard, et al. (1968). "Deriving Power Spectra from a Three-Component Sonic Anemometer." Journal of Applied Meteorology **7**(5): 827-837.
- Kalma, J. D., T. R. McVicar, et al. (2008). "Estimating Land Surface Evaporation: A Review of Methods Using Remotely Sensed Surface Temperature Data." Surveys in Geophysics **29**(4): 421-469.

- Katul, G. G., A. G. Konings, et al. (2011). "Mean Velocity Profile in a Sheared and Thermally Stratified Atmospheric Boundary Layer." Physical Review Letters **107**(26): 268502.
- Katul, G. G., D. Li, et al. (2013). "Mean scalar concentration profile in a sheared and thermally stratified atmospheric surface layer." Physical Review E **87**(2): 023004.
- Kervasdoué (de), J. and H. Voron (2012). L'imposture hydrologique , Pour en finir avec les histoires d'eau., Plon.
- Kim, H., P. J. F. Yeh, et al. (2009). "Role of rivers in the seasonal variations of terrestrial water storage over global basins." Geophysical Research Letters **36**(17): L17402.
- Kleissl, J., S.-H. Hong, et al. (2009). "New Mexico Scintillometer Network: Supporting Remote Sensing and Hydrologic and Meteorological Models." Bulletin of the American Meteorological Society **90**(2): 207-218.
- Kljun, N., P. Calanca, et al. (2004). A simple parameterisation for flux footprint predictions. Boundary layer meteorology.
- Klueckers, V. A., N. J. Wooder, et al. (1998). "Profiling of atmospheric turbulence strength and velocity using a generalised SCIDAR technique." **130**: 141-155.
- Kohsiek, W. and M. H. A. J. Herben (1983). "Evaporation derived from optical and radio wave scintillation." Applied optics **22**(17): 2566-2570.
- Kollet, S. J. (2009). "Influence of soil heterogeneity on evapotranspiration under shallow water table conditions: transient, stochastic simulations." Environmental Research Letters **4**(3): 035007.
- Kollet, S. J. and R. M. Maxwell (2006). "Integrated surface-groundwater flow modeling: A free-surface overland flow boundary condition in a parallel groundwater flow model." Advances in Water Resources **29**(7): 945-958.
- Kolmogorov, A. (1941). Dissipation of energy in the locally isotropic turbulence. C.R., Acad. Sci. URSS. **32**: pp. 16.
- Kooijmans, L. M. J. and O. K. Hartogensis (2016). "Surface-Layer Similarity Functions for Dissipation Rate and Structure Parameters of Temperature and Humidity Based on Eleven Field Experiments." Boundary-Layer Meteorology: 1-27.
- Kornilov, V., A. A. Tokovinin, et al. (2003). MASS: a monitor of the vertical turbulence distribution. Adaptive Optical System Technologies II. Edited by Wizinowich, Peter L.; Bonaccini, Domenico. Proceedings of the SPIE, Volume 4839, pp. 837-845 (2003). 837-845.
- Koster, R. D., P. A. Dirmeyer, et al. (2004). "Regions of Strong Coupling Between Soil Moisture and Precipitation." Science **305**(5687): 1138-1140.
- Kustas, W. P. and C. S. T. Daughtry (1990). "Estimation of the soil heat flux/net radiation ratio from spectral data." Agricultural and Forest Meteorology **49**(3): 205-223.
- Lagouarde, J.-P., M. Bach, et al. (2013). "The MISTIGRI thermal infrared project: scientific objectives and mission specifications." International Journal of Remote Sensing **34**(9-10): 3437-3466.
- Lagouarde, J.-P., J.-M. Bonnefond, et al. (2002). "Integrated sensible heat flux measurements of a two-surface composite landscape using scintillometry." Boundary layer meteorology **105**: 5-35.
- Lagouarde, J.-P., M. Irvine, et al. (2006). "Monitoring the Sensible Heat Flux over Urban Areas using Large Aperture Scintillometry: Case Study of Marseille City During the Escompte Experiment." Boundary-Layer Meteorology **118**(3): 449-476.
- Lauder, B. E. (2015). First steps in modelling turbulence and its origins: a commentary on Reynolds (1895) 'On the dynamical theory of incompressible viscous fluids and the determination of the criterion'.
- Lebel, T., B. Cappelaere, et al. (2009). "AMMA-CATCH studies in the Sahelian region of West-Africa: An overview." Journal of Hydrology **375**(1-2): 3-13.
- Lee, T. J. and R. A. Pielke (1992). "Estimating the Soil Surface Specific Humidity." Journal of Applied Meteorology **31**(5): 480-484.

- Lee, W.-L., K. N. Liou, et al. (2011). "Parameterization of solar fluxes over mountain surfaces for application to climate models." Journal of Geophysical Research: Atmospheres **116**(D1): n/a-n/a.
- Lee, X. and X. Hu (2002). "Forest-Air Fluxes Of Carbon, Water And Energy Over Non-Flat Terrain." Boundary-Layer Meteorology **103**(2): 277-301.
- Leuning, R. (1995). "A critical appraisal of a combined stomatal-photosynthesis model for C3 plants." Plant, Cell & Environment **18**(4): 339-355.
- Leuning, R., E. van Gorsel, et al. (2012). "Reflections on the surface energy imbalance problem." Agricultural and Forest Meteorology **156**: 65-74.
- Li, Z.-L., R. Tang, et al. (2009). "A Review of Current Methodologies for Regional Evapotranspiration Estimation from Remotely Sensed Data." Sensors **9**(5): 3801.
- Liebenthal, C. and T. Foken (2007). "Evaluation of six parameterization approaches for the ground heat flux." Theoretical and Applied Climatology **88**(1): 43-56.
- Lilly, D. K. (1966). The representation of small-scale turbulence in numerical simulation experiments, University Corporation for Atmospheric Research.
- Lindroth, A., M. Mölder, et al. (2010). "Heat storage in forest biomass improves energy balance closure." Biogeosciences **7**(1): 301-313.
- Lloyd, C. R., P. Bessemoulin, et al. (1997). "HAPEX-SahelA comparison of surface fluxes at the HAPEX-Sahel fallow bush sites." Journal of Hydrology **188**: 400-425.
- Lohmann, D., D. P. Lettenmaier, et al. (1998). "The Project for Intercomparison of Land-surface Parameterization Schemes (PILPS) phase 2(c) Red-Arkansas River basin experiment:: 3. Spatial and temporal analysis of water fluxes." Global and Planetary Change **19**(1-4): 161-179.
- Lohmann, D. and E. F. Wood (2003). "Timescales of land surface evapotranspiration response in the PILPS phase 2(c)." Global and Planetary Change **38**(1-2): 81-91.
- Lohou, F., L. Kergoat, et al. (2014). "Surface response to rain events throughout the West African monsoon." Atmos. Chem. Phys. **14**(8): 3883-3898.
- Lohou, F., F. Saïd, et al. (2010). "Impact of Boundary-Layer Processes on Near-Surface Turbulence Within the West African Monsoon." Boundary-Layer Meteorology **136**(1): 1-23.
- Lopes, A. S., J. M. L. M. Palma, et al. (2015). "On the Determination of Effective Aerodynamic Roughness of Surfaces with Vegetation Patches." Boundary-Layer Meteorology **156**(1): 113-130.
- Lothon, M., B. Campistron, et al. (2011). "Life Cycle of a Mesoscale Circular Gust Front Observed by a C-Band Doppler Radar in West Africa." Monthly Weather Review **139**(5): 1370-1388.
- Lothon, M., F. Saïd, et al. (2008). "Observation of the Diurnal Cycle in the Low Troposphere of West Africa." Monthly Weather Review **136**(9): 3477-3500.
- Lu, J., R. Tang, et al. (2014). "A new parameterization scheme for estimating surface energy fluxes with continuous surface temperature, air temperature, and surface net radiation measurements." Water Resources Research **50**(2): 1245-1259.
- Lumley, J. and H. Panofsky (1964). The Structure of Atmospheric Turbulence New York, John Wiley and Sons.
- MacDonald, A. M., H. C. Bonsor, et al. (2012). "Quantitative maps of groundwater resources in Africa." Environmental Research Letters **7**(2): 024009.
- Mamadou, O. (2014). Etude des Flux d'Evapotranspiration en Climat Soudanien: Comportement comparé de deux couverts végétaux au Bénin. Terre, Univers, Environnement. Abomey-Calavi, Université de Grenoble & Université d'Abomey-Calavi. **PhD Thesis**.
- Mamadou, O., J. M. Cohard, et al. (2014). "Energy fluxes and surface characteristics over a cultivated area in Benin: daily and seasonal dynamics." Hydrol. Earth Syst. Sci. **18**(3): 893-914.

- Mamadou, O., S. Galle, et al. (2016). "Dynamics of water vapor and energy exchanges above two contrasting Sudanian climate ecosystems in Northern Benin (West Africa)." Journal of Geophysical Research Atmospheres: Accepted.
- Mamadou, O., L. Gourlez de la Motte, et al. (2016). "Sensitivity of the annual net ecosystem exchange to the cospectral model used for high frequency loss corrections at a grazed grassland site." Agricultural and Forest Meteorology **228–229**: 360-369.
- Manners, J., S. B. Vosper, et al. (2012). "Radiative transfer over resolved topographic features for high-resolution weather prediction." Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society **138**(664): 720-733.
- Maplecroft (2013). Climate Change and Environmental Risk Atlas.
- Marcelis, L. F. M. (1993). "Simulation of biomass allocation in greenhouse crops - a review." Acta horticulturae : technical communications of I.S.H.S. / International Society for Horticultural Science(328): 49-67.
- Maronga, B., A. Moene, et al. (2013). "Derivation of Structure Parameters of Temperature and Humidity in the Convective Boundary Layer from Large-Eddy Simulations and Implications for the Interpretation of Scintillometer Observations." Boundary-Layer Meteorology **148**(1): 1-30.
- Martano, P. (2000). "Estimation of Surface Roughness Length and Displacement Height from Single-Level Sonic Anemometer Data." Journal of Applied Meteorology **39**(5): 708-715.
- Mason, P. J. (1988). "The formation of areally-averaged roughness lengths." Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society **114**(480): 399-420.
- Massman, W. J. (2000). "A simple method for estimating frequency response corrections for eddy covariance systems." Agricultural and Forest Meteorology **104**(3): 185-198.
- Masson, V. (2000). "A Physically-Based Scheme For The Urban Energy Budget In Atmospheric Models." Boundary-Layer Meteorology **94**(3): 357-397.
- Masson, V., L. Gomes, et al. (2008). "The Canopy and Aerosol Particles Interactions in Toulouse Urban Layer (CAPITOU) experiment." Meteorology and Atmospheric Physics **102**(3): 135-157.
- Matzinger, N., M. Andretta, et al. (2003). "Surface radiation budget in an Alpine valley." Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society **129**(588): 877-895.
- Mauder, M., O. O. Jegede, et al. (2006). "Surface energy balance measurements at a tropical site in West Africa during the transition from dry to wet season." Theoretical and Applied Climatology.
- Maxwell, R. M. and L. E. Condon (2016). "Connections between groundwater flow and transpiration partitioning." Science **353**(6297): 377-380.
- Maxwell, R. M., L. E. Condon, et al. (2015). "A high-resolution simulation of groundwater and surface water over most of the continental US with the integrated hydrologic model ParFlow v3." Geosci. Model Dev. **8**(3): 923-937.
- Maxwell, R. M., J. K. Lundquist, et al. (2010). "Development of a Coupled Groundwater–Atmosphere Model." Monthly Weather Review **139**(1): 96-116.
- Maxwell, R. M., J. K. Lundquist, et al. (2011). "Development of a Coupled Groundwater–Atmosphere Model." Monthly Weather Review **139**(1): 96-116.
- Maxwell, R. M. and N. L. Miller (2005). "Development of a Coupled Land Surface and Groundwater Model." Journal of Hydrometeorology **6**(3): 233-247.
- McMillan, R., R. Bohlander, et al. (1997). "Millimeter-wave atmospheric turbulence measurements: Instrumentation, selected results, and system effects." International Journal of Infrared and Millimeter Waves **18**(1): 233-258.
- McMillan, R., R. Bohlander, et al. (1983). "Millimeter wave atmospheric turbulence measurements - Preliminary results and instrumentation for future measurements." Optical Engineering **22**(feb): 32-39.
- McNaughton, K. G. (1994). "Effective stomatal and boundary-layer resistances of heterogeneous surfaces." Plant, Cell & Environment **17**(9): 1061-1068.

- Meijninger, W. M. L., A. E. Green, et al. (2002). "Determination of Area-Averaged Water Vapour Fluxes with Large Aperture and Radio Wave Scintillometers over a Heterogeneous Surface – Flevoland Field Experiment." Boundary-Layer Meteorology **105**(1): 63-83.
- Meijninger, W. M. L., O. K. Hartogensis, et al. (2002). "Determination of Area-Averaged Sensible Heat Fluxes with a Large Aperture Scintillometer over a Heterogeneous Surface – Flevoland Field Experiment." Boundary-Layer Meteorology **V105**(1): 37-62.
- Mellor, G. L. and T. Yamada (1974). "A Hierarchy of Turbulence Closure Models for Planetary Boundary Layers." Journal of the Atmospheric Sciences **31**(7): 1791-1806.
- Mestayer, P., J.-M. Rosant, et al. (2011). "La campagne expérimentale FluxSAP 2010 : Mesures de climatologie en zone urbaine hétérogène." La météorologie **73**: 34-44.
- Mestayer, P. G., P. Durand, et al. (2005). "The urban boundary-layer field campaign in marseille (ubl/clu-escompte): set-up and first results." Boundary-Layer Meteorology **114**(2): 315-365.
- Meyers, T. P. and S. E. Hollinger (2004). "An assessment of storage terms in the surface energy balance of maize and soybean." Agricultural and Forest Meteorology **125**(1–2): 105-115.
- Milly, P. C. D. (1982). "Moisture and heat transport in hysteretic, inhomogeneous porous media: A matric head-based formulation and a numerical model." Water Resources Research **18**(3): 489-498.
- Milly, P. C. D., K. A. Dunne, et al. (2005). "Global pattern of trends in streamflow and water availability in a changing climate." Nature **438**(7066): 347-350.
- Moene, A. F., O. K. Hartogensis, et al. (2009). "Developments in Scintillometry." Bulletin of the American Meteorological Society **90**(5): 694-698.
- Moncrieff, J. (2004). Surface Turbulent Fluxes. Vegetation, Water, Humans and the Climate. P. Kabat, M. Claussen, P. Dirmeyer et al, Springer Berlin Heidelberg: 173-182.
- Monin, A. S. and A. M. Obukhov (1954). "Basic Laws of Turbulent Mixing in the Atmosphere Near the Ground." Trudy geofiz. inst. AN SSSR **24**(151): 163-187.
- Monin, A. S. and A. M. Obukhov (1954). "Osnovnye zakonomernosti turbulentnogo peremeshivaniyav prizemnom sloe atmosfery (Basic Laws of Turbulent Mixing in the Atmosphere Near the Ground)." Trudy geofiz. inst. AN SSSR **24**(151): 163-187.
- Moran, M. S., T. R. Clarke, et al. (1994). "Estimating crop water deficit using the relation between surface-air temperature and spectral vegetation index." Remote Sensing of Environment **49**(3): 246-263.
- Müller, M. D. and D. Scherer (2005). "A Grid- and Subgrid-Scale Radiation Parameterization of Topographic Effects for Mesoscale Weather Forecast Models." Monthly Weather Review **133**(6): 1431-1442.
- Nishida, K., R. R. Nemani, et al. (2003). "An operational remote sensing algorithm of land surface evaporation." Journal of Geophysical Research: Atmospheres **108**(D9): n/a-n/a.
- Noilhan, J. and S. Planton (1989). "A Simple Parameterization of Land Surface Processes for Meteorological Models." Monthly Weather Review **117**: 536-549.
- Noppel, H. and F. Fiedler (2002). "Mesoscale Heat Transport Over Complex Terrain By Slope Winds – A Conceptual Model And Numerical Simulations." Boundary-Layer Meteorology **104**(1): 73-97.
- Norman, J. M., W. P. Kustas, et al. (2000). "Surface flux estimation using radiometric temperature: A dual-temperature-difference method to minimize measurement errors." Water Resources Research **36**(8): 2263-2274.
- Oleson, K. W., D. M. Lawrence, et al. (2013). Technical Description of version 4.5 of the Community Land Model (CLM). Boulder, CO, National Center for Atmospheric Research. **Ncar Technical Note**: 422 pp.
- Owens, J. C. (1967). "Optical Refractive Index of Air: Dependence on Pressure, Temperature and Composition." Applied Optics **6**(1): 51-59.
- Pagnol, M. (1963). L'eau des collines - Jean de Florette, Edition de Fallois.

- Panthou, G., T. Vischel, et al. (2014). "Recent trends in the regime of extreme rainfall in the Central Sahel." International Journal of Climatology **34**(15): 3998-4006.
- Parker, D. J., R. R. Burton, et al. (2005). "The diurnal cycle of the West African monsoon circulation." Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society **131**(611): 2839-2860.
- Patton, E. G., P. P. Sullivan, et al. (2005). "The Influence of Idealized Heterogeneity on Wet and Dry Planetary Boundary Layers Coupled to the Land Surface." Journal of the Atmospheric Sciences **62**(7): 2078-2097.
- Pedinotti, V., A. Boone, et al. (2012). "Evaluation of the ISBA-TRIP continental hydrologic system over the Niger basin using in situ and satellite derived datasets." Hydrol. Earth Syst. Sci. **16**(6): 1745-1773.
- Philip, J. R. and D. A. De Vries (1957). "Moisture movement in porous materials under temperature gradients." Eos, Transactions American Geophysical Union **38**(2): 222-232.
- Philippon, N. and B. Fontaine (2003). "The relationship between the Sahelian and previous 2nd Guinean rainy seasons: a monsoon regulation by soil wetness?" Annales Geophysicae (ANGEO).
- Philippon, N., E. Mougin, et al. (2005). "Analysis of the linkages between rainfall and land surface conditions in the West Africa monsoon through CMAP, ERS-WSC and NOAA-AVHRR data." Journal of Geophysical Research Atmospheres **110**(D24).
- Pianezze, J. (2013). Modélisation de la structure verticale de la turbulence optique en milieu naturel. Mécanique, Energétique, Productique et procédé. Grenoble, France, Université de Grenoble. **PhD Thesis**: 215 pp.
- Pianezze, J., J.-M. Cohard, et al. (2010). Interpretation of scintillometry measurements over heterogeneous landcovers using L.E.S. modeling and a virtual scintillometer. AGU Fall Meeting. San-Francisco, California, USA.
- Polcher, J., D. J. Parker, et al. (2011). "African Monsoon Multidisciplinary Analysis: an integrated project for understanding of the West African climate system and its human dimension." Atmospheric Science Letters **12**(1): 1-1.
- Priestley, C. H. B. and W. C. Swinbank (1947). Vertical Transport of Heat by Turbulence in the Atmosphere.
- Ramier, D., N. Boulain, et al. (2009). "Towards an understanding of coupled physical and biological processes in the cultivated Sahel - 1. Energy and water." Journal of Hydrology **375**(1-2): 204-216.
- Ramier, D., F. Guichard, et al. (2009). Impact of the monsoon on the downwelling surface radiative fluxes across West Africa: an evaluation of ECMWF-IFS and satellite estimates with ground measurements. 3rd International Conference AMMA. Ouagadougou (Burkina-Faso) 20-24 July 2009.
- Randall, D., R. Wood, et al. (2007). Climate models and Their Evaluation. Climate Change 2007 : The physical science basis. Contribution of Working Group I to the Fourth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change. Cambridge University Press. Cambridge, UK and NY, USA.
- Rao, K. S., J. C. Wyngaard, et al. (1974). "Local advection of momentum, heat, and moisture in micrometeorology." Boundary-Layer Meteorology **7**(3): 331-348.
- Raupach, M. R. (1995). "Vegetation-atmosphere interaction and surface conductance at leaf, canopy and regional scales." Agricultural and Forest Meteorology **73**(3-4): 151-179.
- Redelsperger, J.-L., C. D. Thorncroft, et al. (2006). "African Monsoon Multidisciplinary Analysis: An International Research Project and Field Campaign." Bulletin of the American Meteorological Society **87**(12): 1739-1746.
- Redelsperger, J. L., F. Mahé, et al. (2001). "A Simple And General Subgrid Model Suitable Both For Surface Layer And Free-Stream Turbulence." Boundary-Layer Meteorology **101**(3): 375-408.

- Redelsperger, J. L. and G. Sommeria (1981). "Methode de representation de la turbulence d'echelle inferieure a la maille pour un modele tri-dimensionnel de convection nuageuse." Boundary-Layer Meteorology **21**(4): 509-530.
- Reynolds, O. (1895). "On the Dynamical Theory of Incompressible Viscous Fluids and the Determination of the Criterion." Philosophical Transactions of the Royal Society of London **186**: 123-164.
- Richard, A., S. Galle, et al. (2013). "Riparian forest and permanent groundwater: a key coupling for balancing the hillslope water budget in Sudanian West Africa." Hydrol. Earth Syst. Sci. Discuss. **10**(5): 5643-5686.
- Rihani, J. F., F. K. Chow, et al. (2015). "Isolating effects of terrain and soil moisture heterogeneity on the atmospheric boundary layer: Idealized simulations to diagnose land-atmosphere feedbacks." Journal of Advances in Modeling Earth Systems **7**(2): 915-937.
- Robert, C., J. M. Conan, et al. (2015). "Near ground results of the CO-SLIDAR C 2 n profiler." Journal of Physics: Conference Series **595**(1): 012030.
- Robert, C., V. Michau, et al. (2012). "Mid-infrared Shack-Hartmann wavefront sensor fully cryogenic using extended source for endoatmospheric applications." Opt. Express **20**(14): 15636-15653.
- Robert, D. (2012). Caractérisation et modélisation de la dynamique de l'évapotranspiration en Afrique Soudanienne en zone de socle. Terre Univers Environnement. Grenoble, France, Université de Grenoble. **PhD Thesis**: 199 pp.
- Rodell, M., I. Velicogna, et al. (2009). "Satellite-based estimates of groundwater depletion in India." Nature **460**(7258): 999-1002.
- Rodenburg, J., S. J. Zwart, et al. (2014). "Sustainable rice production in African inland valleys: Seizing regional potentials through local approaches." Agricultural Systems **123**: 1-11.
- Roe, G. H. (2005). "OROGRAPHIC PRECIPITATION." Annual Review of Earth and Planetary Sciences **33**(1): 645-671.
- Roerink, G. J., Z. Su, et al. (2000). "S-SEBI: A simple remote sensing algorithm to estimate the surface energy balance." Physics and Chemistry of the Earth, Part B: Hydrology, Oceans and Atmosphere **25**(2): 147-157.
- Rotach, M., M. Andretta, et al. (2008). "Boundary layer characteristics and turbulent exchange mechanisms in highly complex terrain." Acta Geophysica **56**(1): 194-219.
- Rotach, M. W. and D. Zardi (2007). "On the boundary-layer structure over highly complex terrain: Key findings from MAP." Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society **133**(625): 937-948.
- Rotach, W. M., R. Vogt, et al. (2005). "BUBBLE – an Urban Boundary Layer Meteorology Project." Theoretical and Applied Climatology **81**(3): 231-261.
- Rozoff, C. M., W. R. Cotton, et al. (2003). "Simulation of St. Louis, Missouri, Land Use Impacts on Thunderstorms." Journal of Applied Meteorology **42**(6): 716-738.
- Sakaguchi, K. and X. Zeng (2009). "Effects of soil wetness, plant litter, and under-canopy atmospheric stability on ground evaporation in the Community Land Model (CLM3.5)." Journal of Geophysical Research: Atmospheres **114**(D1): n/a-n/a.
- Sasamori, T. (1970). "A Numerical Study of Atmospheric and Soil Boundary Layers." Journal of the Atmospheric Sciences **27**(8): 1122-1137.
- Saveliev, S. and P. Taylor (2005). "Internal Boundary Layers: I. Height Formulae for Neutral and Diabatic Flows." Boundary-Layer Meteorology **115**(1): 1-25.
- Scanlon, B. R., C. C. Faunt, et al. (2012). "Groundwater depletion and sustainability of irrigation in the US High Plains and Central Valley." Proceedings of the National Academy of Sciences **109**(24): 9320-9325.
- Scargle, J. (1982). "Studies in astronomical time series analysis. II - Statistical aspects of spectral analysis of unevenly spaced data." astronomical Journal **263**: 835-853.
- Schmid, H. P. (1994). "Source areas for scalars and scalar fluxes." Boundary-Layer Meteorology **67**(3): 293-318.

- Schmid, H. P. (2002). "Footprint modeling for vegetation atmosphere exchange studies: a review and perspective." Agricultural and Forest Meteorology **113**: 159-183.
- Schmid, H. P. and B. Bünzli (1995). "The influence of surface texture on the effective roughness length." Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society **121**(521): 1-21.
- Schmidt, G. A., R. A. Ruedy, et al. (2010). "Attribution of the present-day total greenhouse effect." Journal of Geophysical Research: Atmospheres **115**(D20): D20106.
- Schmidt, H. and U. Schumann (1989). "Coherent structure of the convective boundary layer derived from large-eddy simulations." Journal of Fluid Mechanics **200**: 511-562.
- Séguis, L., N. Boulain, et al. (2011). "Contrasted land-surface processes along the West African rainfall gradient." Atmospheric Science Letters **12**(1): 31-37.
- Séguis, L., B. Kamagaté, et al. (2011). "Origins of streamflow in a crystalline basement catchment in a sub-humid Sudanian zone: The Donga basin (Benin, West Africa): Inter-annual variability of water budget." Journal of Hydrology **402**(1-2): 1-13.
- Sellers, P. J., M. D. Heiser, et al. (1992). "Relations between surface conductance and spectral vegetation indices at intermediate (100 m<sup>2</sup> to 15 km<sup>2</sup>) length scales." Journal of Geophysical Research: Atmospheres **97**(D17): 19033-19059.
- Sellers, P. J., D. A. Randall, et al. (1996). "A Revised Land Surface Parameterization (SiB2) for Atmospheric GCMs. Part I: Model Formulation." Journal of Climate **9**(4): 676-705.
- Senkova, A. V., L. Rontu, et al. (2007). "Parametrization of orographic effects on surface radiation in HIRLAM." Tellus A **59**(3): 279-291.
- Sighomnou, D., L. Descroix, et al. (2013). "La crue de 2012 à Niamey : un paroxysme du paradoxe du Sahel ?" Science et changements planétaires / Sécheresse **24**(1): 3-13.
- Singha, A. and R. Sadr (2013). "In situ calibration of four-wire hot-wire probes for atmospheric measurement." Experimental Thermal and Fluid Science **44**: 82-89.
- Skelly, B., D. Miller, et al. (2002). "Triple-Hot-Film Anemometer Performance in Cases-99 and A Comparison With Sonic Anemometer Measurements." Boundary-Layer Meteorology **105**(2): 275-304.
- Smagorinsky, J. (1963). "General circulation experiments with the primitive equations." Monthly Weather Review **91**(3): 99-164.
- Solignac, P.-A. (2010). Conception, Réalisation et Mise en oeuvre d'un scintillomètre : Influence de la vapeur d'eau dans la bande 940nm. MicroOndes, ElectroMagnetisme et Optoélectronique. Toulouse, France, Université de Toulouse. **PhD Thesis**: 176 pp.
- Stabler, R. M. and D. R. Fitzjarrald (2004). "Observing subcanopy CO<sub>2</sub> advection." Agricultural and Forest Meteorology **122**(3-4): 139-156.
- Stull, R. B. (1988). An introduction to boundary layer meteorology. Dordrecht, The Netherlands, Kluwer Academic Pub.
- Su, Z. (2002). "The Surface Energy Balance System (SEBS) for estimation of turbulent heat fluxes." Hydrol. Earth Syst. Sci. **6**(1): 85-100.
- Sullivan, P. P., C.-H. Moeng, et al. (1998). "Structure of the Entrainment Zone Capping the Convective Atmospheric Boundary Layer." Journal of the Atmospheric Sciences **55**(19): 3042-3064.
- Sutton, O. G. (1934). Wind Structure and Evaporation in a Turbulent Atmosphere.
- Tang, R., Z.-L. Li, et al. (2010). "An application of the Ts-VI triangle method with enhanced edges determination for evapotranspiration estimation from MODIS data in arid and semi-arid regions: Implementation and validation." Remote Sensing of Environment **114**(3): 540-551.
- Tanguy, M., A. Baille, et al. (2012). "A new parameterisation scheme of ground heat flux for land surface flux retrieval from remote sensing information." Journal of Hydrology **454-455**(0): 113-122.
- Tatarskii, V. I. (1961). Wave Propagation in a Turbulent Medium. New York.
- Tatarskii, V. I. (1971). The effects of the turbulent atmosphere on wave propagation.

- Taylor, C. M. (2010). "Feedbacks on convection from an African wetland." Geophysical Research Letters **37**(5): n/a-n/a.
- Taylor, C. M., R. A. M. de Jeu, et al. (2012). "Afternoon rain more likely over drier soils." Nature **489**(7416): 423-426.
- Taylor, C. M. and T. Lebel (1998). "Observational Evidence of Persistent Convective-Scale Rainfall Patterns." Monthly Weather Review **126**(6): 1597-1607.
- Taylor, C. M., D. J. Parker, et al. (2011). "New Perspectives on Land-Atmosphere Feedbacks from the African Monsoon Multidisciplinary Analysis (AMMA)." Atmospheric Science Letters **12**(1): 38-44.
- Thiermann, V. and H. Grassl (1992). A displaced-beam scintillometer for line-averaged measurements of surface layer turbulence. Tenth symposium on turbulence and diffusion, Portland, OR.
- Thiermann, V. and H. Grassl (1992). "The measurement of turbulent surface-layer fluxes by use of bichromatic scintillation." Boundary layer meteorology **58**: 367-389.
- Thomson, D. J. (1987). "Criteria for the selection of stochastic models of particle trajectories in turbulent flows." Journal of Fluid Mechanics **180**: 529-556.
- Timmermans, W. J., Z. Su, et al. (2009). "Footprint issues in scintillometry over heterogeneous landscapes." Hydrol. Earth Syst. Sci. **13**(11): 2179-2190.
- Timouk, F., L. Kergoat, et al. (2009). "Response of surface energy balance to water regime and vegetation development in a Sahelian landscape." Journal of Hydrology **375**(1-2): 178-189.
- Tokovinin, A., V. Kornilov, et al. (2003). "Restoration of turbulence profile from scintillation indices." Monthly Notices of the Royal Astronomical Society **343**(3): 891-899.
- Tokovinin, A., J. Vernin, et al. (2005). "Optical Turbulence Profiles at Mauna Kea Measured by MASS and SCIDAR." **117**: 395-400.
- Tompson, A. F. B., R. Ababou, et al. (1989). "Implementation of the three-dimensional turning bands random field generator." Water Resources Research **25**(10): 2227-2243.
- UNICEF and WHO (2012). Progress on drinking water and sanitation, UNICEF - WHO: 58 pp.
- United Nations, D. E. S. A. (2015). World Population prospects: The 2015 Revision; key findings and advanced tables. New York, 2015, United Nations
- Van der Hoven, I. (1957). "POWER SPECTRUM OF HORIZONTAL WIND SPEED IN THE FREQUENCY RANGE FROM 0.0007 TO 900 CYCLES PER HOUR." Journal of Meteorology **14**(2): 160-164.
- van Heerwaarden, C. C., J. P. Mellado, et al. (2014). "Scaling Laws for the Heterogeneously Heated Free Convective Boundary Layer." Journal of the Atmospheric Sciences **71**(11): 3975-4000.
- Van Wijk, W. and D. De Vries (1963). "Periodic temperature variations in a homogeneous soil,." Physics of Plant Environment: 103-143.
- Verhoef, A. (2004). "Remote estimation of thermal inertia and soil heat flux for bare soil." Agricultural and Forest Meteorology **123**(3-4): 221-236.
- Verhoef, A., B. J. J. M. van den Hurk, et al. (1996). "Thermal soil properties for vineyard (EFEDA-I) and savanna (HAPEX-Sahel) sites." Agricultural and Forest Meteorology **78**(1-2): 1-18.
- Verstraeten, W. W., F. Veroustraete, et al. (2008). "Assessment of Evapotranspiration and Soil Moisture Content Across Different Scales of Observation." Sensors (Basel, Switzerland) **8**(1): 70-117.
- Vivoni, E. R., K. Tai, et al. (2009). "Effects of Initial Soil Moisture on Rainfall Generation and Subsequent Hydrologic Response during the North American Monsoon." Journal of Hydrometeorology **10**(3): 644-664.
- Von Der Heyden, C. J. (2004). "The hydrology and hydrogeology of dambos: a review." Prog. Phys. Geogr. **28**(4): 544-564.

- Von Der Heyden, C. J. and M. G. New (2003). "The role of a dambo in the hydrology of a catchment and the river network downstream." Hydrology and Earth System Sciences Discussions **7**(3): 339-357.
- von Engel, A. and J. Teixeira (2013). "A Planetary Boundary Layer Height Climatology derived from ECMWF Re-analysis Data." Journal of Climate.
- Vouillamoz, J. M., F. M. A. Lawson, et al. (2015). "Groundwater in hard rocks of Benin: Regional storage and buffer capacity in the face of change." Journal of Hydrology **520**: 379-386.
- Voyez, J., C. Robert, et al. (2014). "First on-sky results of the CO-SLIDAR Cn<sup>2</sup> profiler." Opt. Express **Vol. 22**(issue 9): pp. 10948-10967.
- Wallace, J. S., I. R. Wright, et al. (1991). "The Sahelian Energy Balance Experiment (SEBEX): Ground based measurements and their potential for spatial extrapolation using satellite data." Advances in Space Research **11**(3): 131-141.
- Wang, G. and E. A. B. Eltahir (2000). "Ecosystem dynamics and the Sahel Drought." Geophysical Research Letters **27**(6): 795-798.
- Wang, T., G. R. Ochs, et al. (1978). "A saturation-resistant optical scintillometer to measure C<sub>n</sub><sup>2</sup>." J. Opt. Soc. Am. **68**: 334-338.
- Ward, H. C. (2013). Energy, Water and Carbon Fluxes in the Suburban Environment. Dpt of Geography King's College London. PhD: 243.
- Ward, H. C., J. G. Evans, et al. (2015). "Infrared and millimetre-wave scintillometry in the suburban environment - Part 2: Large-area sensible and latent heat fluxes." Atmos. Meas. Tech. **8**(3): 1407-1424.
- Ward, H. C., J. G. Evans, et al. (2015). "Infrared and millimetre-wave scintillometry in the suburban environment - Part 1: Structure parameters." Atmos. Meas. Tech. **8**(3): 1385-1405.
- Webb, E. K., G. I. Pearman, et al. (1980). "Correction of flux measurements for density effects due to heat and water vapour transfer." Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society **106**(447): 85-100.
- Wesely, M. L. (1976). "The combined effect of temperature and humidity fluctuations on refractive index." Journal of Applied Meteorology **15**: 43-49.
- Wheeler, A. D. (2002). Electromagnetic Scintillation : I. geometrical optics. II. Weak scattering.
- Whiteman, C. D. (2000). Mountain Meteorology: Fundamentals and Applications, Oxford University Press.
- Wieringa, J. (1986). "Roughness-dependent geographical interpolation of surface wind speed averages." Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society **112**(473): 867-889.
- Wilson, R. W. (2002). "SLODAR: measuring optical turbulence altitude with a Shack–Hartmann wavefront sensor." Monthly Notices of the Royal Astronomical Society **337**(1): 103-108.
- Wilson, R. W., T. Butterley, et al. (2009). "The Durham/ESO SLODAR optical turbulence profiler." Monthly Notices of the Royal Astronomical Society **399**(4): 2129-2138.
- Wohlfahrt, G. and E. Tasser (2015). "A mobile system for quantifying the spatial variability of the surface energy balance: design and application." International Journal of Biometeorology **59**(5): 617-627.
- Wood, N. and P. Mason (1991). "The influence of static stability on the effective roughness lengths for momentum and heat transfer." Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society **117**(501): 1025-1056.
- Wotawa, G. and H. Kromp-Kolb (2000). "The research project VOTALP – general objectives and main results." Atmospheric Environment **34**(9): 1319-1322.
- Xue, Y. and J. Shukla (1993). "The Influence of Land Surface Properties on Sahel Climate. Part 1: Desertification." Journal of Climate **6**(12): 2232-2245.
- Zechmeister, M. and M. Kürster (2009). "The generalised Lomb-Scargle periodogram." A&A **496**(2): 577-584.

- Zeng, N., J. D. Neelin, et al. (1999). "Enhancement of Interdecadal Climate Variability in the Sahel by Vegetation Interaction." Science **286**(5444): 1537-1540.
- Zheng, X. and E. A. B. Eltahir (1998). "The Role of Vegetation in the Dynamics of West African Monsoons." Journal of Climate **11**(8): 2078-2096.